

UNIVERSITÉ DU QUÉBEC

MÉMOIRE PRÉSENTÉ À
UNIVERSITÉ DU QUÉBEC À TROIS RIVIÈRES

COMME EXIGENCE PARTIELLE
DE LA MAÎTRISE EN PHYSIQUE

PAR
NATHALIE MARTIN

ÉTUDE ET CARACTÉRISATION
D'UN VÉLOCIMÈTRE LASER.
APPLICATION À LA MESURE DE
VITESSE DANS UN FLUIDE

MAI 1997

Université du Québec à Trois-Rivières

Service de la bibliothèque

Avertissement

L'auteur de ce mémoire ou de cette thèse a autorisé l'Université du Québec à Trois-Rivières à diffuser, à des fins non lucratives, une copie de son mémoire ou de sa thèse.

Cette diffusion n'entraîne pas une renonciation de la part de l'auteur à ses droits de propriété intellectuelle, incluant le droit d'auteur, sur ce mémoire ou cette thèse. Notamment, la reproduction ou la publication de la totalité ou d'une partie importante de ce mémoire ou de cette thèse requiert son autorisation.

REMERCIEMENTS

Un tableau est composé de couleurs, de jeux de lumière, et représente la vision de l'artiste sur son modèle. Il est difficile de faire ressentir des émotions par une image statique. Mais un tableau est composé d'un ensemble d'éléments dynamiques comme l'humeur de l'artiste, la mouvance du modèle, le contexte historique. Tout ceci fait partie à part entière de l'œuvre.

Malgré son apparence calme et tranquille, ce mémoire renferme, lui aussi, son histoire et ses émotions. Il est rempli de personnes colorées qui m'ont encouragée tout au long de ma période d'apprentissage. Cette période prend fin à la naissance tardive du printemps québécois et je dépose à vos pieds un bouquet de remerciements à vous tous qui m'avaient aidée et appuyée.

Par ordre alphabétique:

Pierre Baulaigue	Elie Boridy	Nelson Edmond
Elisabeth Jouannard	Jean-Pierre et Thérèse Martin	Didier Martin
Irène Pailler	Sébastien Racine	Pierre Riopelle
Patricia Thomas		

Un remerciement tout particulier à Fabrice sans qui tout cela n'existerait pas.

Une histoire ne se termine jamais sans le mot:

FIN

TABLE DES MATIÈRES

LISTE DES FIGURES	vi
LISTE DES TABLEAUX.....	viii
RÉSUMÉ.....	ix
INTRODUCTION.....	1
CHAPITRE I	
LA VÉLOCIMÉTRIE LASER.....	3
1.1 Un retour en arrière.....	3
1.2 Utilisation d'un laser.....	5
1.3 Les différentes parties d'un vélocimètre.....	6
1.4 Les diviseurs de faisceaux.....	7
1.5 Le volume de mesure.....	7
1.6 L'effet Doppler.....	8
1.6.1 Source de lumière en mouvement.....	9
1.6.2 Détecteur en mouvement.....	10
1.6.3 Transmetteur en mouvement.....	11
1.6.4 Principe de mesure de la vitesse utilisant l'effet Doppler.....	11
1.7 Position optimale du détecteur.....	13
CHAPITRE II	
THÉORIE DE LA DIFFRACTION.....	15
2.1 Amplitude du champ diffracté.....	15
2.2 Visibilité.....	19
CHAPITRE III	
FAISCEAU GAUSSIEN.....	21
3.1 Modèle schématique de faisceaux.....	21
3.2 Le résonateur.....	22
3.3 Mode transverse.....	22
3.4 Distribution du champ gaussien.....	23
3.5 La divergence.....	26
3.6 Transformation par une lentille.....	27
3.7 Volume de mesure.....	28

CHAPITRE IV	
LA DIFFUSION ET SES LIMITES	31
4.1 Diffusion cohérente	32
4.2 Diffusion indépendante	32
4.3 Diffusion simple	33
4.4 Intensité diffusée par une particule unique.....	33
4.4.1 Vecteur moyen de Poynting	34
4.4.2 Analyse heuristique	36
4.4.3 Intensité du faisceau laser	37
4.4.4 Variation de la visibilité en fonction D/δ pour différentes ouvertures	40
4.5 Conclusion	44
CHAPITRE V	
TRAITEMENT DU SIGNAL	45
5.1 Oscilloscope	47
5.2 Analyseur de spectre	48
5.3 Série de filtres	49
5.4 Corrélation de photons	49
5.5 Suiveur de fréquence	51
5.6 Compteur numérique	52
5.6.1 Sources d'erreurs	52
5.6.2 Deux procédés possibles	53
5.7 Synthèse	54
CHAPITRE VI	
MISE EN ŒUVRE DE L'EXPÉRIMENTATION	55
6.1 Blocs émetteur et récepteur	55
6.2 Coffret électronique d'acquisition et traitement du signal	56
6.3 Expérimentations	58
6.3.1 Profil de mesure dans un tube de verre	60
6.3.2 Mesure de la vitesse de filaments tourbillonnaires	61
CHAPITRE VII	
RÉSULTATS	64
7.1 Évolution d'un profil de vitesse par rapport au point d'injection du fluide	64
7.2 Taux de turbulence	67
7.3 Mesures sur des anneaux de fumée	70

7.4 Prolongement du principe d'anémométrie laser pour la mesure de la taille de particules	72
CONCLUSION	75
APPENDICE A	
SUPPORT DU BANC MÉCANIQUE	77
APPENDICE B	
MODES DE FONCTIONNEMENT DU COFFRET ÉLECTRONIQUE	80
BIBLIOGRAPHIE	82

LISTE DES FIGURES

Figure	Page
1.1 Schéma d'un vélocimètre	6
1.2 Principe d'un vélocimètre "une composante"	8
1.3 Effet Doppler dû à une source mobile	9
1.4 Effet Doppler dû à un récepteur mobile	10
1.5 Particule animée d'une vitesse instantannée U_i	12
1.6 Diagramme de diffusion en fonction du rapport d_p/λ	14
1.7 Position optimale des détecteurs pour la diffusion avant et arrière	14
2.1 Géométrie de diffusion et géométrie de réception	16
3.1 Représentation de l'enveloppe de l'énergie	21
3.2 Schéma caractérisant les paramètres associés au faisceau	25
3.3 Représentation des fronts d'onde et des profils d'intensité le long de l'axe des Z de propagation	26
3.4 Comparaison de l'effet d'une lentille sur une onde sphérique (a) et sur une onde gaussienne(b)	27
4.1 Franges d'interférence (3) résultantes de la région de rencontre de deux faisceaux laser (1) et (2)	34
4.2 Signal de sortie d'un photodétecteur en fonction de la taille de la particule ..	36
4.3 Géométrie de diffraction	40
4.4 Variation de la visibilité pour différentes valeurs de L/s (faisceaux non arrêtés)	41
4.5 Variation de la visibilité pour différentes valeurs de p/s (faisceaux laser arrêtés)	42
4.6 Variation de la visibilité pour différentes valeurs de p/s (deux faisceaux laser arrêtés)	43
5.1 Aspect du signal à la sortie du photodétecteur	45
5.2 Aspect du signal après le passage dans un filtre pass-haut	45
5.3 Influence de la concentration des particules sur le signal	46
5.4 Principe de comptage des photons	50

5.5	Fluctuations des fréquences	51
5.6	Diagramme du suiveur de fréquence	52
5.7	Principe du comptage numérique	53
6.1	Schéma de bloc émetteur	55
6.2	Schéma de bloc récepteur	56
6.3	Module d'acquisition et de traitement du VLD 134	57
6.4	Ensemble électronique du VLD 134	58
6.5	Exemple de bouffée Doppler	60
6.6	Croisement des deux faisceaux laser dans un tube	61
6.7	Montage expérimental	62
7.1	Position 1	65
7.2	Position 2	65
7.3	Position 3	65
7.4	Position 4	65
7.5	Position 5	65
7.6	Position 6	65
7.7	Position 7	66
7.8	Position 8	66
7.9	Position 9	66
7.10	Position 10	66
7.11	Position 11	66
7.12	Position 12	66
7.13	Taux de turbulence en fonction de la position longitudinale (moyenne \pm écart type)	68
7.14	Taux de turbulence en fonction de la position transversale	69
7.15	Schématisation du balayage dans l'anneau de fumée	71
7.16	Variation de la vitesse de translation du fluide à l'intérieur de l'anneau	72
7.17	Différence de phase entre les deux détecteurs	73

LISTE DES TABLEAUX

Tableau	Page
3.1 Liens entre les différentes caractéristiques du volume de mesure	30
6.1 Caractéristiques du volume de mesure	59
7.1 Comparaison entre la vitesse du fluide à la sortie de l'orifice et la vitesse de translation expérimentale des anneaux de fumée	70

RÉSUMÉ

La vélocimétrie laser est utilisée pour mesurer la vitesse de particules traçantes présentes dans un fluide. Un réseau de franges d'interférence est obtenu en croisant deux faisceaux laser cohérents. Lorsqu'une particule en suspension dans un fluide traverse une frange brillante, elle diffuse la lumière qu'elle reçoit sous forme d'un signal. L'analyse du signal diffusé permet d'extraire les informations de vitesse et de taille. À son passage dans le volume de mesure (rencontre des deux faisceaux laser), la particule crée un décalage en fréquence par effet Doppler. La fréquence du signal diffusé dépend de l'interfrange et de la vitesse de la particule. Un traitement par la théorie de la diffraction, tenant compte de l'intensité gaussienne des faisceaux laser, démontre que la visibilité des franges dépend de la taille des particules.

Un profil de vitesse est déterminé dans un tube de verre. L'évolution de ce profil est observé en fonction du point d'injection du fluide. Un balayage transversal et longitudinal au tube est alors réalisé. En s'éloignant du point d'injection du fluide, nous constatons une diminution du taux de turbulence. Par ailleurs, un calcul de ce taux est réalisé en fonction des positions transversales. Il s'avère que les prises de mesures proches des parois ont un taux de turbulence acceptable. On peut donc valider les vitesses relevées. Nous nous sommes ensuite intéressés à la vitesse de translation des filaments tourbillonnaires de forme circulaire. Un balayage sur la largeur de l'anneau de fumée montre que la vitesse d'induction en chaque point du filament n'est pas identique. On constate que les extrémités ont une vitesse plus élevée qu'ailleurs dans le filament. Dans cette ouvrage, nous n'avons pas mesuré la taille des particules dans les fluides. Cette mesure pourrait s'inscrire dans un prolongement de ce travail par l'utilisation de deux fibres optiques centrées sur les deux faisceaux laser. Les fibres recevraient chacune une bouffée Doppler. Le positionnement angulaire des détecteurs aurait pour effet de créer une différence de phase entre les bouffées. Cette différence est reliée au diamètre de la particule.

Mots-clés: Vélocimétrie, diffusion, faisceaux gaussiens, profil de vitesse, visibilité.

INTRODUCTION

La vélocimétrie laser permet de mesurer la vitesse instantanée d'un fluide par l'intermédiaire de particules diffusantes. Les écoulements possèdent très souvent des particules de poussière qui diffusent la lumière qu'elles reçoivent. Cette technique de mesure a l'énorme avantage d'être optique et donc de ne pas perturber le fluide par l'introduction d'une sonde mécanique. Les mesures de vitesse peuvent être réalisées dans des milieux hostiles comme des flammes ou dans des milieux abrasifs. L'utilisation d'un laser permet aussi d'atteindre des espaces difficiles d'accès et de petites tailles (par exemple dans un tube mince).

Les applications de cette technique sont diverses et variées. Des domaines comme la mécanique des fluides, la météorologie et l'aéronautique utilisent un tel procédé. La formation de tourbillons est générée sur le bout des ailes d'avion, par les forages sous-marins, par les vents dans l'atmosphère, etc. Il est très utile de connaître la vitesse de déplacement de tels tourbillons et l'interférométrie permet de mesurer celle-ci. Le domaine médicale utilise également la vélocimétrie laser. Des simulations récentes ont été réalisées dans un écoulement de fluide pulmonaire (Corieri et Riethmuller, 1990) permettant ainsi d'étudier le profil de vitesse d'un tel fluide. Une autre application est la mesure du flux sanguin à différentes profondeurs dans les tissus de la peau. Cela permet d'observer et d'étudier les blessures que la peau a subies tels que des brûlures ou des transplantations. La lumière diffusée par les tissus provient des cellules de sang en mouvement (Jentink, de Mul et Greve, 1990).

La vélocimétrie laser s'est développée grâce à l'utilisation du laser possédant des faisceaux lumineux monochromatiques et cohérents. Une présentation de cette technique permettra de comprendre l'influence de la taille des particules sur les directions de diffusion des ondes lumineuses. Les rayonnements diffusés par les particules subissent un décalage en fréquence, que l'on nomme effet Doppler. Ce décalage est proportionnel à la vitesse. Une étude classique basée sur la théorie de la diffraction a été développée sans considérer la distribution gaussienne d'intensité des faisceaux laser. Cette con-

sidération sera reprise par la suite dans l'étude de la distribution des champs gaussiens. La visibilité des franges dépend de la taille des particules. Cette dépendance sera exposée à l'aide de simulations. Différents traitements du signal diffusé seront présentés et comparés. L'expérimentation permettra de montrer deux applications de mesures de vitesse de fluides. Un profil de vitesse d'un écoulement d'eau dans un tube de verre pourra être tracé. Une analyse de l'évolution de ce profil par rapport au point d'injection du fluide sera faite. Finalement, une étude sur des anneaux tourbillonnaires de fumée sera effectuée en mesurant leurs vitesses de déplacement et la variation de la vitesse à l'intérieur de l'anneau.

CHAPITRE I

LA VÉLOCIMÉTRIE LASER

La vélocimétrie laser, développée dans les années soixante-dix, est une technique laser qui permet de mesurer la vitesse ainsi que le diamètre de particules se trouvant dans un écoulement fluide. Elle possède la propriété très intéressante de ne pas perturber ce fluide par l'introduction, par exemple, d'une sonde matérielle à l'endroit où s'effectuent les mesures.

La vélocimétrie laser est basée sur le décalage de la fréquence de la lumière diffusée par toute particule, hétérogénéité optique ou surface en mouvement, éclairée par un faisceau de lumière monochromatique et cohérent. Le décalage en fréquence, induit par l'effet Doppler, est proportionnel à la vitesse de la particule.

1.1 Un retour en arrière

De nombreux systèmes optiques, comme le télescope ou le microscope, ont été créés pour observer de petits objets. Autour du 19^{ième} siècle, des scientifiques comme Mie (1908) et Debye (1909) ont fourni une solution analytique des équations de Maxwell pour la diffusion de la lumière. Cette analyse a repoussé les limites de résolution des systèmes optiques standards.

Chaque combinaison de tailles de particules produit un schéma de radiation diffusée unique à partir duquel la taille des particules peut être estimée. Van de Hulst (1981) traite de ces différentes combinaisons de tailles de particules. Mais, il a fallu attendre

le développement de puissants outils de calcul pour permettre de déposer un chiffre au pied de ces merveilleux développements mathématiques.

Quand les lasers commencent à apparaître comme sources de lumière monochromatique et cohérente, les interféromètres évoluent immédiatement à la “vitesse de la lumière”. Une des principales applications que cette apparition permettait de trouver, est la mesure de la fréquence de décalage Doppler. En 1967, il a été mis en évidence (National Academy of science) que l’interféromètre stellaire de Michelson pouvait être utilisé pour transmettre deux faisceaux laser cohérents vers une position sélectionnée de l’espace. Ces deux faisceaux interagissaient et donnaient naissance à un réseau de franges d’interférences réelles. Quand un objet, comme un satellite, croise les franges d’interférences, il diffuse un pourcentage variable de lumière qui dépend de la taille et des caractéristiques de la réflexion de l’objet. Cette diffusion de lumière dépend aussi du positionnement de l’objet dans le réseau de franges (franges sombres ou brillantes).

Rudd (1969) et Mayo (1969) proposent un type d’interféromètre pour l’observation de la vitesse des particules et une nouvelle interprétation du décalage Doppler. Ils montrent que, quand deux faisceaux laser cohérents séparés spatialement se rencontrent par l’intermédiaire d’une lentille dans une région de l’espace, les franges d’interférence pourront être générées dans un plan qui est parallèle à la bissectrice des deux faisceaux, et perpendiculaire au plan des faisceaux. Il a été montré que les calculs basés sur l’inverse de la période de temps mis par une particule pour traverser une frange étaient identiques à ceux effectués à partir de la différence de fréquences Doppler de la lumière diffusée par les faisceaux. Cette interprétation est nommée “le modèle de franges” (Farmer, 1971).

Farmer (1973) a été le premier à aborder cette étude par la théorie de Mie qui passe par la résolution exacte des équations de Maxwell. Cette approche a été reprise, entre autres, par Brayton (1974) et Chu (1977). Farmer a réalisé une étude des caractéristiques d’une particule simple à l’aide d’un vélocimètre laser Doppler (LDV). Les résultats de son étude indiquent que, pour une observation paraxiale, la modulation (ou la visibilité) du signal Doppler diffusé est une fonction unique pour différentes formes de particules. La visibilité dépend seulement du rapport du diamètre des particules sur l’interfrange. Cette relation permet de déterminer la taille des particules, la densité et la vitesse du champ dynamique de petites particules.

1.2 Utilisation d'un laser

Généralement, la mesure de la vitesse d'un fluide est effectuée à l'aide d'une sonde placée dans celui-ci. L'accès à la connaissance de la vitesse passe par l'intermédiaire d'un autre phénomène physique de l'écoulement mécanique comme, par exemple, l'échange thermique. Ces sondes effectuent une mesure moyenne sur un domaine de l'espace. La présence de ces sondes est souvent à l'origine de perturbations dont on ne peut que chercher à réduire l'influence en diminuant les dimensions de l'obstacle qu'elles représentent avec leur support. Il se peut que la mise en place de toutes ces sondes soit rendue impossible:

- ▷ dans le cas de très hautes températures;
- ▷ si les dimensions caractéristiques sont trop faibles;
- ▷ dans des milieux trop abrasifs.

Dans tous ces cas, seule une méthode optique peut palier aux inconvénients rencontrés. La vélocimétrie s'est développée grâce à l'existence des lasers. En effet, elle requiert d'avoir, dans une direction donnée, beaucoup d'énergie lumineuse monochromatique.

Plusieurs configurations d'hétérodynage optique existent (Farcy, 1989). Mais dans tous les cas, deux ondes interfèrent, soit au niveau du volume de mesure (région de l'espace où les deux faisceaux se rencontrent), ou au niveau du détecteur. Dans notre étude, nous nous intéressons au cas où un réseau de franges d'interférences réelles existe dans le volume de mesure. Ce choix est simple à expliquer: nous sommes ainsi dans la situation où le rapport signal-bruit est le meilleur car il n'y a qu'une particule dans le volume de mesure à chaque instant. Cette configuration est généralement la plus utilisée. Les deux faisceaux laser cohérents et de même intensité se croisent et se focalisent dans un petit volume de mesure où est créé un réseau de franges espacées de δ appelé interfrange:

$$\delta = \lambda_0 / [2n \sin(\theta_n/2)] \quad (1.1)$$

λ_0 est la longueur d'onde d'émission du laser dans le vide; n est l'indice du milieu où se croisent les faisceaux; θ_n est l'angle de séparation des deux faisceaux du laser dans le milieu d'indice n .

1.3 Les différentes parties d'un vélocimètre

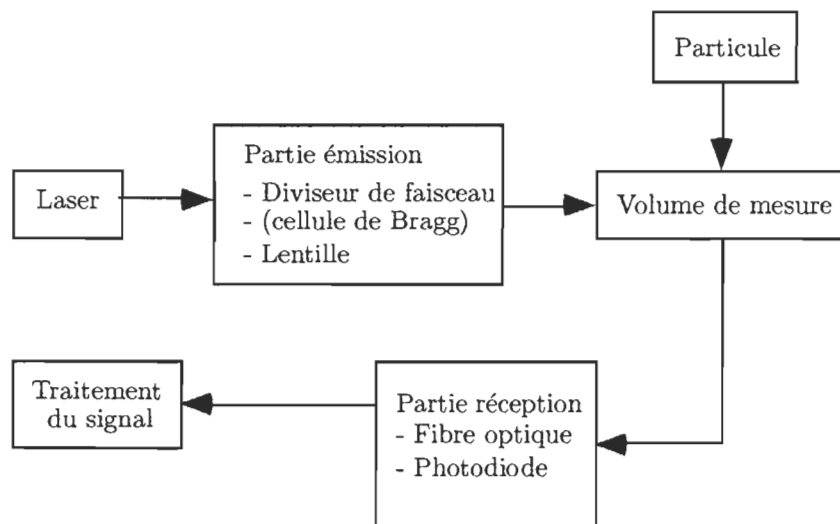


Figure 1.1 Schéma d'un vélocimètre

Le faisceau laser est divisé en deux faisceaux parallèles de même intensité et de polarisation linéaire de même direction. Cette séparation qui se fait au niveau de la partie émission produit un réseau de franges stationnaires ou en mouvement (si une cellule de Bragg est utilisée). Les cellules de Bragg sont des systèmes qui changent légèrement les fréquences des faisceaux laser; ces dispositifs sont insérés dans la partie émission afin de déterminer le signe de la vitesse. Dans cette partie, un système optique de focalisation (lentilles ou objectif) va permettre de faire croiser les faisceaux et de les focaliser en son foyer. L'énergie est ainsi concentrée dans le volume de mesure. La partie réception est composée d'un système optique qui collecte le flux diffusé par les particules traversant le volume de mesure et qui concentre ce flux sur le récepteur, un tube photomultiplicateur ou une photodiode. Les signaux électriques issus de la partie réception entrent enfin dans une unité de traitement du signal.

Toutes les parties d'un vélocimètre sont représentées à la figure (1.1). Le traitement du signal sera développé dans un prochain chapitre, mais regardons les autres parties qui composent un vélocimètre.

1.4 Les diviseurs de faisceaux

Les diviseurs de faisceaux peuvent être divisés en deux catégories:

- ▷ ceux qui donnent deux faisceaux laser ayant une différence de marche nulle au centre du volume de mesure;
- ▷ les autres.

Avec un laser à argon utilisé comme source lumineuse, sa faible longueur de cohérence (40 mm environ) impose des diviseurs de faisceaux à différence de marche nulle, si on souhaite éviter une perte de contraste des franges. De plus, il est souhaitable que les faisceaux qui émergent du diviseur soient parallèles et symétriques par rapport au faisceau incident du laser, de telle sorte que par simple rotation du système diviseur de faisceau il en résulte une rotation du système de franges. Ainsi, différentes composantes de la vitesse peuvent être mesurées aisément.

1.5 Le volume de mesure

Le volume de mesure est obtenu par la recombinaison de deux faisceaux laser qui vont interférer entre eux, créant des franges brillantes et sombres. Tout se passe au niveau du volume de mesure qui représente physiquement la rencontre des deux faisceaux laser. Celui-ci est de faible dimension. Il est le centre d'interaction de la particule et de l'objet diffusant. Lorsqu'une particule réfléchissante traverse le volume de mesure, elle passe successivement à travers des franges claires et sombres. La particule ne diffuse la lumière qu'elle reçoit que lorsqu'elle est positionnée sur une frange brillante. Pour définir ce volume, nous utilisons les caractéristiques suivantes:

- ▷ son diamètre;
- ▷ l'interfrange;
- ▷ le nombre de franges.

En effet, le diamètre définit la résolution spatiale du vélocimètre; l'interfrange permet de savoir quelles fréquences seront à traiter en fonction des vitesses à mesurer. En outre, il est nécessaire d'avoir un certain nombre de franges dans le volume de mesure, pour que les mesures aient un sens.

La particule diffusante est entraînée dans un écoulement et traverse le volume de mesure. Le flux lumineux diffusé est modulé en fréquence proportionnellement à la

composante de la vitesse d'écoulement normale aux plans des franges. Ce décalage en fréquence est induit par l'effet Doppler qui est présenté à la section suivante.

1.6 L'effet Doppler

Prenons le cas simple d'une onde incidente de fréquence ν . Une particule de vitesse \mathbf{v} diffusera l'onde incidente dont la fréquence passera de ν à ν' par effet Doppler. Le décalage en fréquence dépend de l'angle entre la direction de l'onde incidente et la vitesse ainsi que du module de cette dernière. Il est indépendant de la direction de l'onde diffusée. Une analyse de l'onde diffusée permet donc, par la mesure de la fréquence ν' d'obtenir une information sur la vitesse de la particule. La technique étudiée ici consiste à envoyer deux faisceaux de directions distinctes sur une particule diffusante, et à mesurer la fréquence du signal diffusé.

Les deux faisceaux (1) et (2), représentés sur la figure (1.2), issus de la même source laser (donc cohérents), se rencontrent dans un petit domaine de l'espace centré sur le point de mesure. Lorsqu'une particule solide, entraînée par un écoulement, pénètre dans le domaine de rencontre des deux faisceaux où se produit des interférences, elle diffuse la lumière qu'elle reçoit dans toutes les directions. Le passage d'une particule des zones claires aux zones sombres fournit à la photodiode un signal diffusé intermittent. La fréquence des impulsions lumineuses correspond au décalage Doppler. Cette fréquence fournit l'une des composantes de la vitesse.

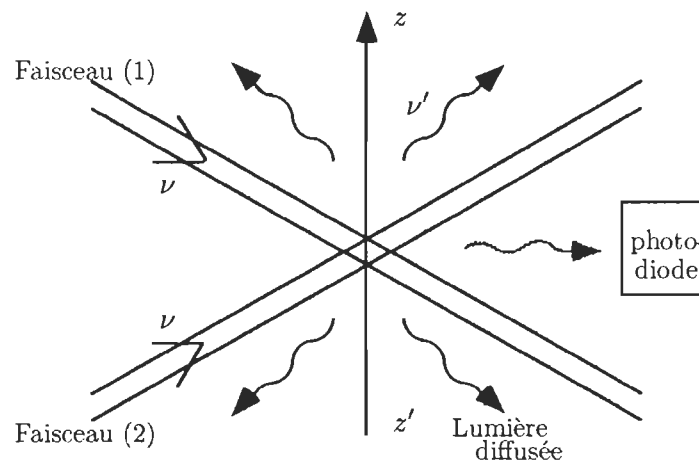


Figure 1.2 Principe d'un vélocimètre "une composante"

La configuration de la figure (1.2) permet la mesure de la vitesse suivant zz' .

1.6.1 Source de lumière en mouvement

Par souci de simplification, le développement qui suit est considéré avec un indice de réfraction de 1 (le vide). Dans un premier temps, considérons que la source est en mouvement et possède une vitesse instantanée \mathbf{U}_i . Un observateur stationnaire est placé à un point quelconque de l'espace. Le vecteur \mathbf{l}_i est le vecteur unitaire du faisceau de lumière incidente.

L'observateur stationnaire recevra une longueur d'onde différente de celle émise par la source. En effet, la figure (1.3) nous montre bien que les ondes émises sont contingentées sur une distance de $(c - \mathbf{U}_i \mathbf{l}_i) \cdot t$, alors que pour une source stationnaire, la distance équivalente est de $c \cdot t$. La longueur d'onde captée par le récepteur stationnaire (ou observateur) provenant d'une source mobile est:

$$\lambda' = \frac{c - \mathbf{U}_i \mathbf{l}_i}{\nu} \quad (1.2)$$

avec une fréquence correspondante:

$$\nu' = \frac{\nu}{1 - \frac{1}{c} \mathbf{U}_i \mathbf{l}_i} \quad (1.3)$$

Ce qui nous intéresse est la différence de fréquence entre une onde émise par une source stationnaire et une source en mouvement:

$$\nu' - \nu = \Delta\nu = \frac{\nu}{c} \left[\frac{\mathbf{U}_i \mathbf{l}_i}{1 - \frac{1}{c} \mathbf{U}_i \mathbf{l}_i} \right] \quad (1.4)$$

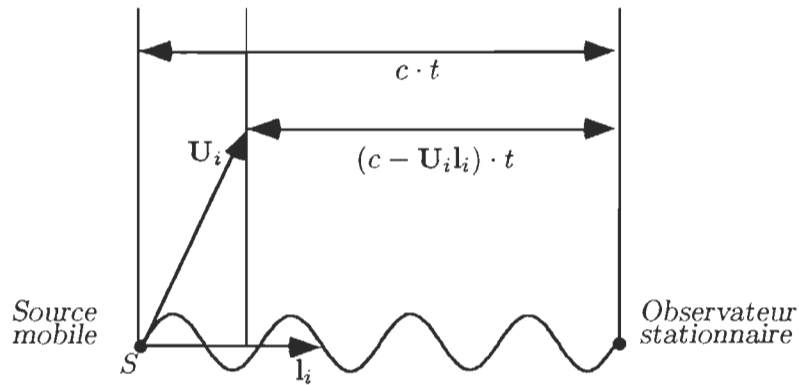


Figure 1.3 Effet Doppler dû à une source mobile

Comme la vitesse de la particule est de loin inférieure à la vitesse de la lumière ($c \gg |\mathbf{U}|$), nous pouvons écrire:

$$\Delta\nu \approx \frac{1}{\lambda} \mathbf{U}_i \mathbf{l}_i \quad (1.5)$$

1.6.2 Détecteur en mouvement

Prenons maintenant le cas où ce n'est pas la source qui est en mouvement mais le récepteur, cas illustré à la figure (1.4).

Le vecteur \mathbf{l}_i représente toujours la direction de propagation de la lumière. Des changements en fréquence sont observables quand la source est stationnaire et l'observateur en mouvement. En effet, l'observateur verra, à cause de son mouvement, plus ou moins de fronts d'onde (dépendant de la direction de son mouvement) que ceux transmis par la source. La fréquence enregistrée par le récepteur mobile peut s'écrire:

$$\nu' = \frac{1}{\lambda} [c - \mathbf{U}_i \mathbf{l}_i] = \nu \left[1 - \frac{1}{c} \mathbf{U}_i \mathbf{l}_i \right] \quad (1.6)$$

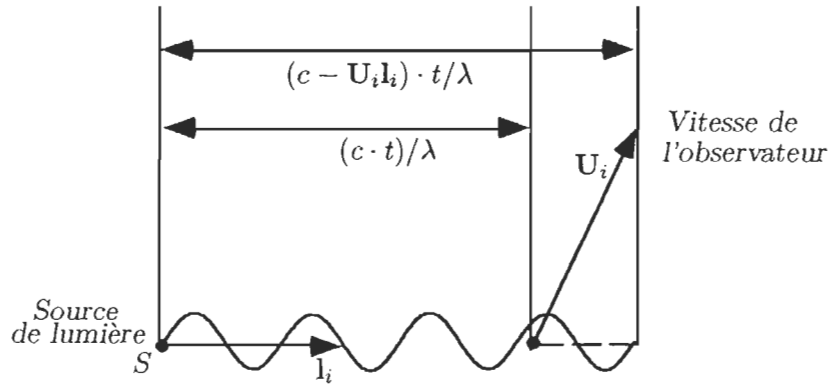


Figure 1.4 Effet Doppler dû à un récepteur mobile

1.6.3 Transmetteur en mouvement

Un troisième cas est à observer. Le transmetteur, représentant une particule, peut être considéré en mouvement. Celui-ci reçoit une onde lumineuse d'une source stationnaire. La fréquence des ondes transmises est équivalente à celle des ondes reçues et est donnée par la relation:

$$\nu_p = \nu \left[1 - \frac{1}{c} \mathbf{U}_i \mathbf{l}_i \right] \quad (1.7)$$

Considérons maintenant le changement de fréquence dû au mouvement du transmetteur vers le récepteur. Ceci correspond au premier cas, soit la source en mouvement. Ce décalage est donc:

$$\nu_A = \frac{\nu_P}{1 - \frac{1}{c} \mathbf{U}_i \mathbf{k}_i} = \nu \frac{1 - \frac{1}{c} \mathbf{U}_i \mathbf{l}_i}{1 - \frac{1}{c} \mathbf{U}_i \mathbf{k}_i} \quad (1.8)$$

où \mathbf{k}_i est le vecteur unitaire donnant la direction de propagation du transmetteur. Le décalage total en fréquence pour un transmetteur en mouvement est donné par:

$$\Delta\nu = \nu_A - \nu = \frac{1}{\lambda \mathbf{U}_i (1 - \frac{1}{c} \mathbf{U}_i \mathbf{k}_i)} \mathbf{U}_i (\mathbf{k}_i - \mathbf{l}_i) \quad (1.9)$$

Pour $c \gg |\mathbf{U}|$, nous pouvons donc écrire la fréquence Doppler sous la forme:

$$\nu_D \approx \frac{1}{\lambda} \mathbf{U}_i (\mathbf{k}_i - \mathbf{l}_i) \quad (1.10)$$

1.6.4 Principe de mesure de la vitesse utilisant l'effet Doppler

La vélocimétrie laser Doppler est basée sur les considérations que nous avons observées aux sections précédentes. Un laser est employé comme source d'onde. De petites particules en suspension dans un fluide en mouvement diffusent les radiations lumineuses. Ces particules peuvent être considérées comme des récepteurs ou transmetteurs en mouvement des ondes lumineuses.

Si une particule pénètre dans la région de rencontre des deux faisceaux de lumière, elle diffusera la lumière des deux faisceaux. Les ondes de la lumière diffusée auront des fréquences Doppler données par:

$$\nu'_1 = \nu \left[\frac{c - \mathbf{U}_i \mathbf{l}_1}{c - \mathbf{U}_i \mathbf{k}_i} \right] \quad (1.11)$$

$$\nu'_2 = \nu \left[\frac{c - \mathbf{U}_i \mathbf{l}_2}{c - \mathbf{U}_i \mathbf{k}_i} \right] \quad (1.12)$$

où \mathbf{l}_1 représente la direction de propagation du faisceau (1) et \mathbf{l}_2 celle du faisceau (2). Les deux ondes lumineuses diffusées, de fréquence ν'_1 et ν'_2 , interfèrent et produisent le signal de battement (que l'on nomme aussi "bouffée Doppler") qui a une fréquence donnée par la différence de fréquence $\Delta\nu = \nu'_2 - \nu'_1$. Cette différence de fréquence est, pour une vitesse de particule beaucoup plus petite que la vitesse de la lumière:

$$\nu_D = \frac{1}{\lambda} \mathbf{U}_i (\mathbf{l}_1 - \mathbf{l}_2) \quad (1.13)$$

Cette relation montre que la fréquence Doppler dépend de la longueur d'onde du signal, de la géométrie du système optique et de la vitesse de la particule.

Le module de la différence des deux vecteurs unitaires $(\mathbf{l}_1 - \mathbf{l}_2)$, représentés à la figure (1.5), pour deux faisceaux séparés par un angle θ , est:

$$|\mathbf{l}_1 - \mathbf{l}_2| = 2 \sin(\theta/2) \quad (1.14)$$

ce qui permet d'écrire:

$$\nu_D = \frac{2U_{\perp}}{\lambda_0} \sin(\theta/2) = \frac{U_{\perp}}{\delta} \quad (1.15)$$

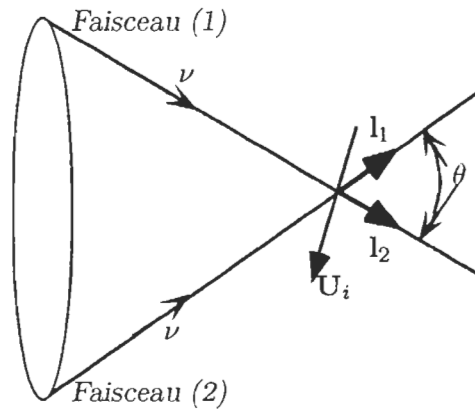


Figure 1.5 Particule animée d'une vitesse instantanée \mathbf{U}_i

où U_{\perp} est la composante de la vitesse perpendiculaire aux franges et δ l'interfrange définie à l'équation (1.1). La particule ne diffuse de la lumière que lorsqu'elle se trouve sur une frange brillante. La lumière diffusée par celle-ci présente donc une modulation d'amplitude et de fréquence qui est proportionnelle à la composante perpendiculaire aux franges (U_{\perp}).

1.7 Position optimale du détecteur

Le volume de mesure est le lieu où la particule diffuse la lumière qu'elle reçoit. Cette lumière est ensuite récoltée par un détecteur qui l'acheminera, pour finir, vers une unité de traitement du signal. Mais, la diffusion de la lumière par une particule varie suivant sa propre dimension devant la longueur d'onde utilisée. Il faut donc maximiser nos chances en adoptant la position la plus adéquate avec nos conditions d'expérimentation en plaçant correctement le détecteur.

Les propriétés relatives à la diffusion (Van de Hulst, 1981) de la lumière dépendent du rapport entre la longueur d'onde et le diamètre d_p de la particule. Cette relation peut être divisée en trois cas. Le premier est le cas où d_p est inférieur à la longueur d'onde de la lumière incidente. La diffusion se retrouve aussi bien en position arrière (backward scattering) qu'en position avant (forward scattering). La diffusion est essentiellement isotrope. La théorie de Rayleigh peut être appliquée pour examiner ce phénomène de diffusion. Le second est le cas où d_p est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde. C'est la diffusion vers l'avant qui est privilégiée. Dans ce cas, la théorie de Rayleigh-Gauss peut être appliquée sous réserve que les deux conditions reliées à cette théorie soient satisfaites. Dans cette théorie (Barber, 1978), la particule de forme arbitraire est subdivisée en éléments de volume qui sont traités par la théorie de Rayleigh. Le champ diffusé est alors la somme des ondelettes provenant des éléments de volume de la particule. Une différence de phase apparaît donc. Les deux conditions $(n - 1) \ll 1$ et $2ka(n - 1) \ll 1$ - n étant l'indice de réfraction du milieu environnant de la particule, $k = 2\pi/\lambda$ où λ est la longueur d'onde et a le rayon approximatif de la particule - permettent de négliger les différences de phase à l'intérieur de la particule. Dans le troisième cas, la particule a un diamètre supérieur à la longueur d'onde de l'onde incidente et le diagramme de diffusion devient alors complexe et variable. La figure (1.6) résume ces trois cas par la représentation du diagramme de diffusion.

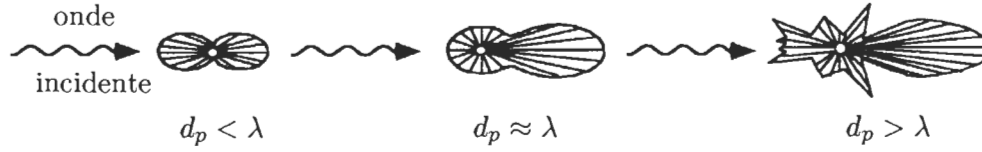


Figure 1.6 Diagramme de diffusion en fonction du rapport d_p/λ

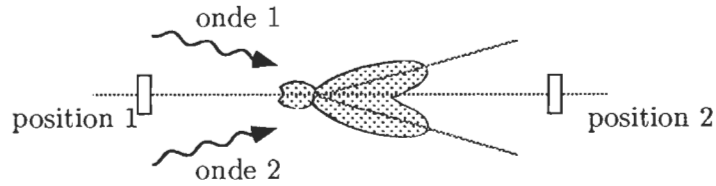


Figure 1.7 Position optimale des détecteurs pour la diffusion avant et arrière

On peut *a priori* positionner le photodétecteur n'importe où. Toutefois, pour obtenir des battements contrastés, il faut que les intensités diffusées dans une direction donnée soient voisines pour les deux ondes. Les seules directions répondant à ce critère sont les positions (1) et (2) sur l'axe du système (cf. figure 1.6). Or, le diamètre des particules utilisées est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde du laser alors l'intensité diffusée vers l'avant est la plus importante, ce qui rend la position (2) préférable.

CHAPITRE II

THÉORIE DE LA DIFFRACTION

Quand la taille d'une particule est plus grande que la longueur d'onde des faisceaux illuminants, la théorie de la diffraction peut être applicable. Selon cette théorie (Hecht, 1987), on peut montrer qu'une particule diffusante se trouvant dans un volume de mesure (résultat du croisement de deux faisceaux laser) a des caractéristiques permettant de déterminer sa vitesse, ainsi que sa taille. La composante de modulation du signal diffusé dépend de la taille des particules et du choix de l'optique de réception de ce signal.

2.1 Amplitude du champ diffracté

L'analyse, basée sur la théorie de la diffraction, décrit le champ diffusé dans la région éloignée du centre de diffusion, c'est-à-dire loin de la particule. Le profil gaussien des faisceaux laser peut être approximé par deux ondes planes d'amplitudes constantes. Il est évident que cette approximation est d'autant plus vraie que l'on se situe dans la zone centrale de la distribution gaussienne du faisceau laser.

Soient deux ondes planes d'amplitudes constantes ayant des vecteurs d'onde \mathbf{K}_1 et \mathbf{K}_2 , formant un angle θ . Alors, nous avons:

$$\begin{aligned}\mathbf{K}_1 &= |\mathbf{K}_1| \sin(\theta/2) \hat{\mathbf{j}} + |\mathbf{K}_1| \cos(\theta/2) \hat{\mathbf{k}} \\ \mathbf{K}_2 &= -|\mathbf{K}_2| \sin(\theta/2) \hat{\mathbf{j}} + |\mathbf{K}_2| \cos(\theta/2) \hat{\mathbf{k}}\end{aligned}$$

où $\hat{\mathbf{j}}$ et $\hat{\mathbf{k}}$ sont les vecteurs unités des directions y et z , et $|\mathbf{K}_l| = (2\pi n)/\lambda$, ($l=1,2$). En

négligeant la dépendance du temps et de z , les ondes planes peuvent s'exprimer par:

$$U_i(x, y) = \exp[i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}]$$

On a donc:

$$U_1(x, y) = \exp[i(2\pi/\lambda) \sin(\theta/2)y]$$

$$U_2(x, y) = \exp[-i(2\pi/\lambda) \sin(\theta/2)y]$$

où λ est la longueur d'onde des faisceaux illuminants, et n est l'indice de réfraction du milieu considéré. Pour simplifier la démonstration, nous prendrons $n = 1$. À l'intersection des deux faisceaux, on a:

$$U(x, y) = U_1 + U_2$$

L'intersection de deux faisceaux cohérents génère des franges réelles espacées par une interfrange $\delta = \lambda/[2\sin(\theta/2)]$. La fréquence spatiale f_S de ces franges est donnée par $f_S = 1/\delta$. L'amplitude $U(x, y)$ est:

$$\begin{aligned} U(x, y) &= 2 \cos \left[2\pi \frac{2 \sin(\theta/2)}{2\lambda} y \right] \\ &= 2 \cos [2\pi (f_S/2) y] \end{aligned} \quad (2.1)$$

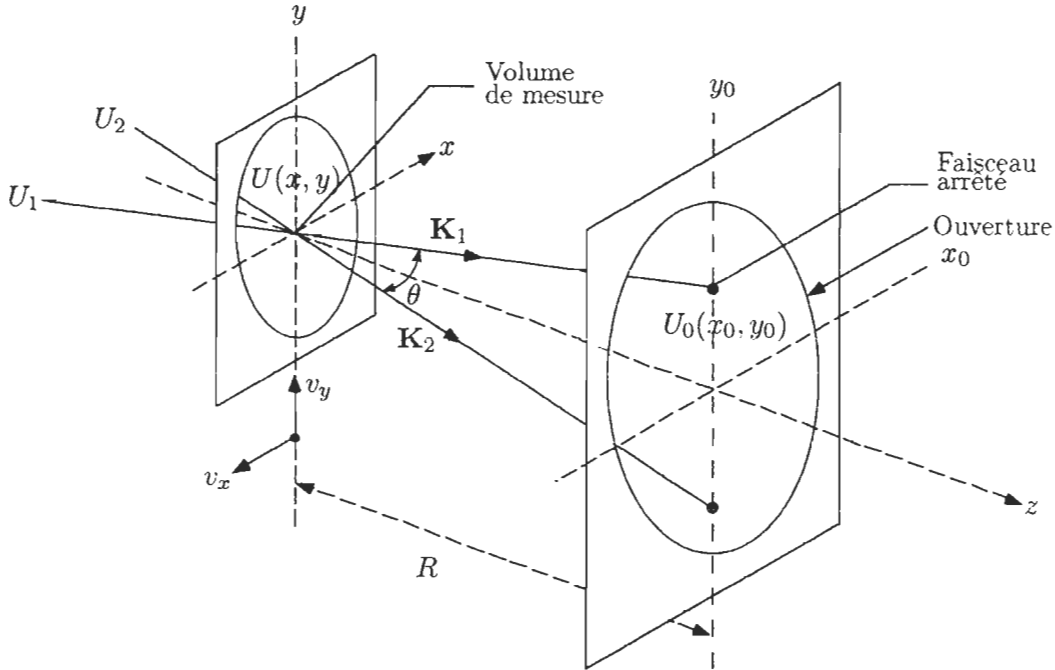


Figure 2.1 Géométrie de diffusion et géométrie de réception

Pour un diffuseur de dimension D se déplaçant à une vitesse v constante dans le plan de diffusion, l'amplitude de la lumière transmise par celui-ci est:

$$U' = U(x, y)T(x - v_x t, y - v_y t) \quad (2.2)$$

où T est une fonction de transmission du diffuseur, v_x et v_y (figure 2.1) sont les composantes de la vitesse du diffuseur, t est le temps mis par le diffuseur pour aller au point $(x, y) = (0, 0)$. Dans le champ éloigné du diffuseur (i.e. $R \gg D^2/\lambda$), l'amplitude de la lumière diffractée est (Goodman, 1968):

$$U_0(x_0, y_0, t) = \frac{[\text{Terme de phase}]}{\lambda R} F[U'(x, y, t)] \quad (2.3)$$

où F est l'opérateur de la transformée de Fourier définie par:

$$F[U'(x, y, t)] = \iint_{-\infty}^{+\infty} U'(x, y, t) \exp[-i2\pi(\varepsilon x + \mu y)] dx dy \quad (2.4)$$

Dans cette équation, ε et μ sont des fréquences spatiales définies par:

$$\varepsilon = x_0/\lambda R$$

$$\mu = y_0/\lambda R$$

Si le diffuseur est sphérique, la fonction de transmission est donnée par:

$$T(x, y) = 1 - \text{Cir}[(r)/(D/2)]$$

où r , la distance radiale, est $(x^2 + y^2)^{1/2}$ et $\text{Cir}[(r)/(D/2)] = 1$ si $r < D/2$. et $\text{Cir}[(r)/(D/2)] = 0$ dans les autres cas. La fonction circulaire Cir peut être interprétée comme la "cross-sectional geometry", $T_0(x, y)$, de la particule sphérique. Nous avons $T(x - v_x t, y - v_y t) = 1 - T_0(x - v_x t, y - v_y t)$. Les équations (2.1), (2.2) et (2.4) deviennent:

$$F[U'(x, y, t)] = \iint_{-\infty}^{+\infty} 2 \cos[2\pi(f_S/2)y] [1 - T_0(x - v_x t, y - v_y t)] \exp[-i2\pi(\varepsilon x + \mu y)] dx dy \quad (2.5)$$

Le premier terme, en cosinus, de cette équation montre que le volume de mesure a un ensemble infini de franges dans la direction de y . En fait, l'ensemble de franges est limité par la taille finie des faisceaux incidents ou par une ouverture. La forme exacte de ce terme n'a pas de conséquence puisque sa contribution est nulle dans le

plan y_0 où les faisceaux d'arrêt sont localisés. Les faisceaux d'arrêt sont des masques permettant d'arrêter les faisceaux laser sources. Si les faisceaux d'arrêt sont petits, alors ils ont un effet négligeable sur l'onde diffractée. Nous reprendrons cette notion d'arrêt des faisceaux dans un prochain chapitre et verrons leur influence sur l'onde diffractée. L'équation (2.5) devient:

$$F[U'(x, y, t)] = \iint_{-\infty}^{+\infty} 2 \cos[2\pi(f_S/2)y] [T_0(x - v_x t, y - v_y t)] \exp[-i 2\pi(\varepsilon x + \mu y)] dx dy \quad (2.6)$$

En utilisant le théorème de convolution:

$$[U'(x, y, t)] = \{2 \cos[2\pi(f_S/2)y] * F[T_0(x - x_x t, y - v_y t)]\} \quad (2.7)$$

Nous obtenons, en substituant l'équation (2.7) dans l'équation (2.3):

$$U(x_0, y_0, t) = \frac{[\text{Terme de Phase}]}{\lambda R} \exp[-i 2\pi(\varepsilon v_x t + \mu v_y t)] \times \left\{ \exp[-i 2\pi(f_S/2)v_y t] \tilde{T}_0(\mu + \frac{f_S}{2}, \varepsilon) + \exp[i 2\pi(f_S/2)v_y t] \tilde{T}_0(\mu - \frac{f_S}{2}, \varepsilon) \right\} \quad (2.8)$$

où $\tilde{T}_0 = F\{T_0\}$ est le spectre de la fonction "cross-section" et les termes $\tilde{T}_0(\mu + f_S/2, \varepsilon)$ et $\tilde{T}_0(\mu - f_S/2, \varepsilon)$ représentent les amplitudes des champs diffusés associées aux deux ondes planes incidentes. La distribution de l'intensité dans le plan y_0 est donc:

$$|U_0(x_0, y_0, t)|^2 = \frac{1}{\lambda^2 R} \left\{ |\tilde{T}_0(+)|^2 + |\tilde{T}_0(-)|^2 + 2 \cos[2\pi(f_S/2)v_y t] \tilde{T}_0(+)\tilde{T}_0(-) \right\} \quad (2.9)$$

avec $\tilde{T}_0(+) = (\mu + f_S/2, \varepsilon)$ et $\tilde{T}_0(-) = (\mu - f_S/2, \varepsilon)$. Cette équation illustre très bien la modulation Doppler du signal diffusé par une vitesse constante de la particule. Le terme en cosinus peut être exprimé en termes de fréquence Doppler, soit $\nu_d = v_y/\delta$, où v_y est la composante de la vitesse perpendiculaire aux franges, et δ l'interfrange. À partir de cette équation, nous pouvons étudier les caractéristiques du signal diffusé pour des formes particulières de la particule.

Si nous intégrons l'équation (2.9) de 0 à 2π , nous aurons la totalité de la diffusion avant. Il est bien connu en théorie de la diffraction (Hecht, 1987) que la majorité de

l'énergie venant d'un objet diffusant est contenue à l'intérieur du premier *lobe* du schéma de diffraction. Ce maximum d'énergie est contenu dans un angle de l'ordre de $2\lambda/D$, où D est la dimension de l'objet et λ la longueur d'onde du faisceau illuminant. On peut donc dire, en première approximation, que la totalité du signal diffusé se retrouve à l'intérieur d'un cône d'angle $\theta + 2\lambda/D$ pour la position réception avant.

2.2 Visibilité

Nous nous plaçons dans le cas où le signal de diffusion est collecté en position avant par une lentille de réception sur l'axe des z , lentille pouvant avoir différentes ouvertures:

Cas 1 Ouverture d'acceptance infinie

Pour ce présent cas, nous intégrons le signal comme si notre ouverture était infinie. On récolte alors toute l'intensité du signal diffracté.

$$I(t) = \iint_{-\infty}^{+\infty} |U_0(x_0, y_0, t)|^2 dx_0 dy_0 \quad (2.10)$$

La visibilité est alors donnée par (Hecht, 1987):

$$V = \frac{2J_1(\pi D/\delta)}{\pi D/\delta} \quad (2.11)$$

où J_1 est la fonction de Bessel du premier ordre et, pour une ouverture carrée, celle-ci est donnée par:

$$V = \frac{\sin(\pi D/\delta)}{\pi D/\delta} \quad (2.12)$$

Cas 2 Ouverture d'acceptance finie

Regardons maintenant le cas d'une ouverture finie de dimension maximum $2L$ centrée sur le plan de reception du signal. L'intégration du signal peut être calculée à partir de l'équation (2.9). Notons que la contribution de $|\tilde{T}_0(+)|^2$ est égale à celle de $|\tilde{T}_0(-)|^2$. Le signal au niveau de l'ouverture est donné par:

$$I(t) = 2 \iint_{-L/\lambda R}^{L/\lambda R} |\tilde{T}_0(-)|^2 d\varepsilon d\mu + 2 \cos(2\pi f_d t) \iint_{-L/\lambda R}^{L/\lambda R} \tilde{T}_0(+) \tilde{T}_0(-) d\varepsilon d\mu \quad (2.13)$$

La modulation, plus communément appelée visibilité, est définie par (Farmer, 1973):

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}$$

I_{max} est le maximum de signal diffusé mesuré quand la particule est sur une frange brillante, et I_{min} correspond au minimum du signal diffusé quand la particule est centrée sur la frange sombre suivante. Une définition plus simple peut être utilisée: la modulation peut être vue comme le rapport de la composante sinusoïdale (ac) sur le pedestal:

$$V = \frac{ac}{\text{pedestal}}$$

Par cette définition, nous pouvons écrire:

$$V = \frac{\iint_{-L/\lambda R}^{L/\lambda R} \tilde{T}_0(+) \tilde{T}_0(-) d\varepsilon d\mu}{\iint_{-L/\lambda R}^{L/\lambda R} |\tilde{T}_0(-)|^2 d\varepsilon d\mu} \quad (2.14)$$

L'équation (2.14) peut être évaluée pour une particule sphérique en rappelant que:

$$T_0 = F \left[Cir \frac{(x^2 + y^2)^{1/2}}{D/2} \right]$$

Cette transformée de Fourier nous fera apparaître des fonctions de Bessel de premier ordre. Dans un prochain chapitre, nous chercherons cette visibilité pour une particule sphérique en considérant les faisceaux comme des faisceaux ayant une distribution d'intensité gaussienne. Nous considérerons aussi l'optique de réception comme une lentille de diamètre L .

CHAPITRE III

FAISCEAU GAUSSIEN

Au chapitre précédent, nous avons étudié l'amplitude du champ diffusé dans une région éloignée du centre de diffusion. Dans ce cas, le profil gaussien des faisceaux laser a été approximé par deux ondes planes d'amplitudes constantes. Or, les formes d'ondes, solutions des équations de Maxwell, ont un profil gaussien (Svelto, 1987 et Farcy, 1989) et présentent une distribution gaussienne de l'intensité. La zone d'interférence présente, elle aussi, une distribution gaussienne, et le signal reçu par le photodétecteur suivra une loi du même type. On s'intéressera donc, dans ce chapitre, aux caractéristiques de ces faisceaux.

3.1 Modèle schématique de faisceaux

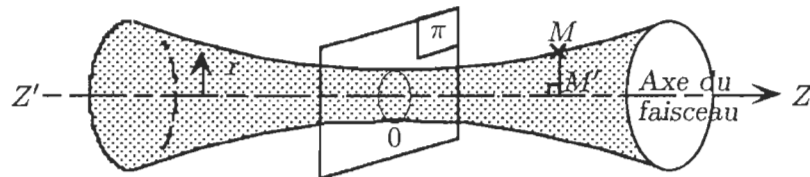


Figure 3.1 Représentation de l'enveloppe de l'énergie.

Une représentation de l'enveloppe de l'énergie est présentée sur la figure (3.1). La direction de propagation de l'onde est celle de l'axe du faisceau. La ligne en trait plein, présente dans le schéma ci-haut et délimitant le faisceau, représente l'ensemble des points M d'intensité I telle que:

$$I = \frac{I_0}{e^2}$$

où I_0 est l'intensité au point M' projection orthogonale de M sur l'axe du faisceau. Cette courbe ne représente pas le trajet d'un rayon mais l'enveloppe de la distribution d'énergie dans le faisceau. On pose $MM' = w(Z)$ qui représentera, dans la suite de notre développement, l'étalement du faisceau. Afin d'obtenir les expressions mathématiques les plus simples, l'origine de l'axe est prise en 0, point appartenant au plan π (figure 3.1). Ce plan est le plan où la section du faisceau est minimale.

3.2 Le résonateur

Le type de résonateur très utilisé est le Fabry-Perot sphérique dans lequel les deux miroirs ont pour foyer commun le milieu géométrique de la cavité de longueur L . En ce point, les rayons lumineux se resserrent sur une petite étendue circulaire de rayon w_0 appelé "centre de gorge" ou plan du "waist". Ce rayon w_0 , uniquement déterminé par la géométrie des miroirs, est:

$$w_0 = [\lambda L / 2\pi]^{1/2}$$

3.3 Mode transverse

Les modes transverses électromagnétiques TEM_{nmq} sont en fait des configurations spatiales du champ. Les indices n et m représentent le nombre de zéros de la distribution spatiale suivant deux directions mutuellement perpendiculaires. L'indice q est l'indice du mode longitudinal. Le mode TEM_{00q} , ou plus simplement TEM_{00} , ne possède aucun zéro quelle que soit la direction considérée ($n = 0$ et $m = 0$). Axialement, ce mode est symétrique. Il est souvent nommé "mode fondamental" et la distribution du champ est gaussienne, c'est-à-dire que l'amplitude du champ se propageant dans la cavité possède en tout point une répartition gaussienne.

3.4 Distribution du champ gaussien

La distribution d'un champ électrique dans le mode fondamental (TEM_{00}) d'une oscillation dans une cavité stable est gaussienne. En effet, chaque réflexion produit, mathématiquement, une transformée de Fourier de la distribution de l'onde, et la transformée de Fourier d'une gaussienne est une gaussienne. L'équation de propagation, dans une direction z , d'une onde électromagnétique non plane quelconque s'écrit (équation de Helmholtz):

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0 \quad (3.1)$$

avec: $k = (w/c)n = (w/c)\sqrt{\mu\epsilon}$ et $\mathbf{E} = E(x, y, z)$.

En coordonnées cylindriques et en supposant une variation transversale de l'onde électromagnétique en $r = (x^2 + y^2)^{\frac{1}{2}}$, le laplacien s'écrit :

$$\begin{aligned} \nabla^2 &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \\ &= \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \end{aligned} \quad (3.2)$$

Une onde plane et sphérique satisfait à l'équation (3.1) mais nous devons cependant vérifier qu'un faisceau gaussien est bien une solution de l'équation de Helmholtz. L'onde électromagnétique s'écrit, en remarquant que le flux d'énergie évolue essentiellement dans la direction z sous la forme:

$$E = E_0 \psi(x, y, z) e^{-ikz} \quad (3.3)$$

où ψ est une fonction d'amplitude inconnue. Si nous utilisons (3.2) et (3.3) ainsi que (3.1) on obtient:

$$\nabla^2 E = \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \psi e^{-ikz}$$

Nous noterons que $E_0 e^{-ikz}$ ne dépend pas de r .

$$\nabla^2 E = \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{\partial \psi}{\partial z} (\psi e^{-ikz} - ik \psi e^{-ikz})$$

Donc:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} - 2ik \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0 \quad (3.4)$$

$\psi(x, y, z)$ à cause de la directivité du faisceau est une fonction variant lentement suivant z donc:

$$|k \frac{\partial \psi}{\partial z}| \gg \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}$$

où, sous une autre forme:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} - 2ik \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0$$

Cette équation est celle d'un faisceau gaussien dans un milieu homogène ($\epsilon(r) = \text{cste}$) émis par un point source. La solution de l'équation (3.4) peut être de la forme:

$$\psi(x, y, z) = \exp \left[-i(p(z) + k \frac{r^2}{2q(z)}) \right] \quad (3.5)$$

où $p(z)$ et $q(z)$ sont deux fonctions aléatoires.

Recherchons les solutions de l'équation (3.4) de la forme de l'équation (3.5). Dans le cas d'une onde sphérique idéale émanant d'un point source P , la solution bien connue de l'équation (3.4) est:

$$\psi(x, y, z) = \exp[-ik(R(z)^2 + x^2 + y^2)^{\frac{1}{2}}]$$

Pour satisfaire (3.5) et (3.4), il faut que:

$$\frac{dq}{dz} = 1$$

$$\frac{dp}{dz} = -\frac{i}{q}$$

Il en résulte que:

$$q = z + q_0$$

$$p(z) = -i \ln \left(1 + \frac{z}{q_0} \right)$$

q_0 est une constante imaginaire pure si l'on considère que l'énergie est confinée sur l'axe des z (E diminue très rapidement lorsque r augmente). Si $q_0 = iw_0^2(k_0/2)$, où w_0 représente l'étranglement minimal du faisceau, alors:

$$q = z + i\frac{\pi w_0^2 n_0}{\lambda} = z + iz_R$$

où $z_R = \pi w_0^2 n_0 / \lambda$ est la longueur de Rayleigh, paramètre qui sépare le champ proche du champ éloigné. On obtient alors:

$$\psi(x, y, z) = \exp \left(-i \left[-i \ln \left(1 + \frac{z}{q_0} \right) + \frac{kr^2}{2(q_0 + z)} \right] \right)$$

L'équation (3.3) nous permet d'avoir l'expression complète de la distribution du champ pour une gaussienne:

$$E(x, y, z) = E_0 \left(\frac{w_0}{w(z)} \right) \exp \left[-i(kz + \phi) - r^2 \frac{ik}{2} \left(\frac{1}{R(z)} - \frac{2i}{kw^2(z)} \right) \right] \quad (3.6)$$

avec les paramètres du faisceau et $R(z)$ le rayon de courbure:

$$w^2(z) = w_0^2 \left(1 + \frac{z^2}{z_R^2} \right) \quad (3.7)$$

$$R(z) = z \left(1 + \frac{z_R^2}{z^2} \right) \quad (3.8)$$

$$\phi = \tan^{(-1)} \left(\frac{z}{z_R} \right) \quad (3.9)$$

$w(z)$ et $R(z)$, représentés sur la figure (3.2), sont les deux paramètres du faisceau qui sont, respectivement, l'élargissement du faisceau à une distance z et le rayon de courbure. Il suffit donc de connaître la distance z pour caractériser le faisceau.

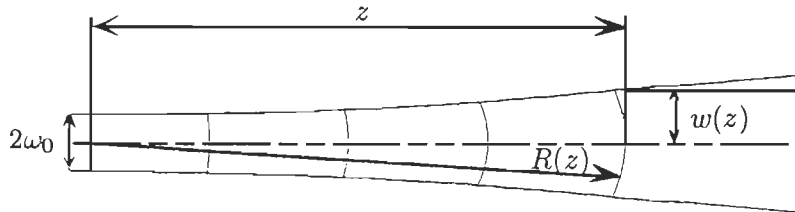


Figure 3.2 Schéma caractérisant les paramètres associés au faisceau

3.5 La divergence

La limitation sur l'angle de divergence d'un faisceau est déterminée par les lois de la diffraction. Lors de son passage dans un orifice d'ouverture d , un photon de quantité de mouvement p donnée ($p = \hbar k/2\pi$, k vecteur d'onde), sous incidence normale voit sa quantité de mouvement altérée d'une composante située dans le plan de l'orifice. La direction de propagation est donc déviée d'un angle Φ :

$$\Phi = \frac{k'\lambda}{d}$$

où k' est un facteur de proportionnalité voisin de 1 et dépendant de la distribution transversale de l'énergie dans le faisceau incident; d est le diamètre de l'orifice ($2w_0$ sur la figure 3.2). Le facteur de proportionnalité est de 1,22 (Hecht, 1987) pour une onde plane (distribution uniforme) et de $2/\pi$ pour une onde gaussienne.

Remarquons qu'au niveau de l'étranglement minimal ($z = 0$, cf. figure 3.3), le rayon de courbure est infini, le front d'onde est donc plan. L'onde n'est cependant pas plane puisque l'intensité décroît en s'éloignant de l'axe comme nous pouvons le voir sur la figure (3.3) où les profils d'intensité sont représentés. Loin du plan du centre de gorge, pour $z \gg z_R$, on a:

$$R(z) = z$$

$$w(z) = w_0 \frac{z}{z_R}$$

Dans le champ éloigné, le faisceau s'étale asymptotiquement avec un angle total de divergence égale à 2Φ .

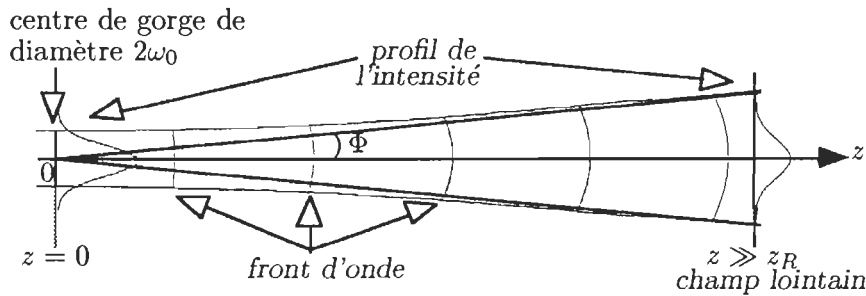


Figure 3.3 Représentation des fronts d'onde et des profils d'intensité le long de l'axe z de propagation

3.6 Transformation par une lentille

Rappelons brièvement le cas d'une onde sphérique passant à travers une mince lentille de distance focale f . La forme sphérique est conservée mais le rayon de courbure de celle ci est modifié (Durst et Stevenson, 1979). Appelons R_1 le rayon de courbure avant passage et R_2 le rayon de courbure après passage dans la lentille. Nous avons alors l'équation:

$$\frac{1}{R_2} = \frac{1}{R_1} - \frac{1}{f} \quad (3.10)$$

La figure (3.4) compare la transformation d'une onde sphérique et gaussienne à travers une lentille. La largeur ω_1 du faisceau gaussien, en avant de la lentille, et le rayon de courbure R_1 peuvent s'écrire, d'après les équations (3.7) et (3.8), sous la forme:

$$w_1^2 = w_{01}^2 [1 + (\lambda L_1 / \pi w_{01}^2)^2] \quad (3.11)$$

$$R_1 = L_1 [1 + (\pi w_{01}^2 / \lambda L_1)^2] \quad (3.12)$$

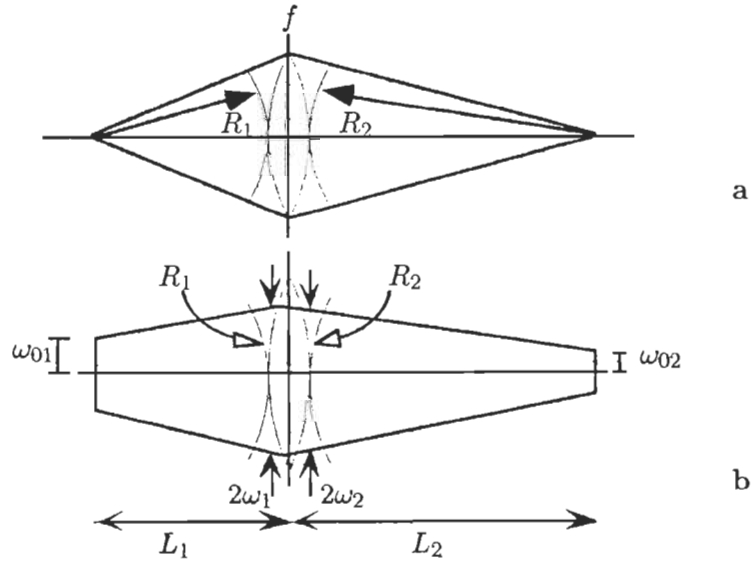


Figure 3.4 Comparaison de l'effet d'une lentille sur une onde sphérique (a) et sur une onde gaussienne (b)

De plus, nous remarquons que l'étalement du faisceau gaussien avant la lentille (w_1) est inchangé après avoir traversé une lentille que l'on considère comme mince. Ce qui nous permet d'écrire:

$$w_1 = w_2 \quad (3.13)$$

où w_2 est l'étalement du faisceau après la lentille. L'équation (3.10) considère le cas de la propagation d'une onde sphérique à travers une même lentille de foyer f . De façon similaire, le rayon de courbure R_2 du faisceau gaussien ayant traversé la lentille (figure 3.4) sera donné par l'équation (3.10). Nous avons maintenant, par les deux équations (3.10) et (3.13), la distribution d'amplitude et de phase d'un faisceau gaussien ayant traversé une lentille mince. Ce résultat peut être appliqué à une lentille épaisse, en considérant celle-ci comme une séquence de lentille mince.

Pour exprimer mathématiquement le rayon de "centre de gorge" w_{02} du faisceau à la sortie de la lentille ainsi que la distance L_2 (distance lentille-centre de gorge), nous pouvons utiliser les équations (3.11) et (3.12). Après quelques manipulations, nous arrivons aux deux équations suivantes:

$$\begin{aligned} L_1 &= f \pm (w_{01}/w_{02})(f^2 - f_0^2)^{1/2} \\ L_2 &= f \pm (w_{02}/w_{01})(f^2 - f_0^2)^{1/2} \end{aligned} \quad (3.14)$$

Pour alléger ces équations, nous avons posé:

$$f_0 = \pi w_{01} w_{02} / \lambda$$

Notons que $L_1^{-1} + L_2^{-1}$ ne sont pas égaux à f^{-1} . La loi de l'optique géométrique n'est pas vraie dans le cas d'une onde gaussienne traversant une lentille.

3.7 Volume de mesure

Nous avons déjà introduit cette notion dans le premier chapitre. Il est obtenu en faisant croiser deux faisceaux laser focalisés. Soient:

f : focale de l'optique d'émission

λ_0 : longueur d'onde d'émission du laser dans le vide

n : indice du milieu environnant le volume de mesure

$2b$: diamètre du faisceau laser au niveau de l'optique d'émission (avant focalisation)

D : écart entre les 2 faisceaux à la sortie du diviseur

ν : fréquence du signal diffusé reçu par le détecteur

Plusieurs formules permettent de caractériser ce volume (Boutier, 1978):

▷ Angle de séparation des deux faisceaux qui se croisent:

$$\theta = D/f \quad (3.15)$$

▷ Interfrange:

$$\delta = \lambda_0/[2n \sin(\theta_n/2)] \quad (3.16)$$

dans l'air $n = 1$ (approximation), et si $\theta \ll 1$ alors δ est approximé par λ_0/θ .

▷ Diamètre du volume de mesure utile ($2b_0$ correspond au cercle où l'intensité au centre du volume de mesure est divisé par e^2 . Rappelons, ainsi que nous l'avons vu au début du chapitre que $I = I_0/e^2$):

$$2b_0 = 4f\lambda_0/(\pi n 2b) \quad (3.17)$$

▷ Nombre de franges utiles:

$$N_f = 2b_0/\delta \quad (3.18)$$

▷ Fréquence du signal:

$$\nu = v/\delta = (2v/\lambda_0)n \sin(\theta_n/2) \quad (3.19)$$

Cette dernière formule nous montre que la vitesse des particules est fonction de la fréquence du signal.

Les différentes quantités comme le diamètre ainsi que l'interfrange et le nombre de franges jouent un rôle important. Notons qu'entre les différentes caractéristiques de volume de mesure, il va falloir adopter un compromis pour chaque expérience. Par exemple, à grande vitesse, si l'on veut un petit volume de mesure et des fréquences élevées, il faudra une grande interfrange et donc peu de franges. Le tableau (3.1) résume bien les liens entre les différentes caractéristiques du volume de mesure et montre l'influence de la variation de l'angle de séparation des deux faisceaux sur les autres valeurs.

Tableau 3.1
Liens entre les différentes caractéristiques du volume de mesure

θ	D	f	N_f	$2b_0$
↓	↓	—	↓	—
	—	↑	—	↑
↑	↑	—	↑	—
	—	↓	—	↓
—	↑	↑	↑	↑
	↓	↓	↓	↓

où ↑ signifie augmente, ↓ signifie diminue et — signifie constant.

La démarche que l'on suit quand on aborde une expérience de vélocimétrie laser est la suivante: on connaît l'ordre de grandeur de la vitesse maximale à mesurer; le moyen de traitement du signal définit les fréquences maximales ν mesurables. D'après la relation $v = \nu\delta$, on en déduit l'interfrange correcte, donc l'angle θ d'après la relation (3.16). Si le montage dicte une focale minimale (encombrement...), on a alors D puisque $\theta = D/f$, et par conséquent N_f . Si on s'aperçoit que le diamètre du volume de mesure n'est pas convenable (pas assez de franges ou volume de mesure trop grand), on peut alors s'imposer cette nouvelle quantité et voir l'influence sur les autres grandeurs.

CHAPITRE IV

LA DIFFUSION ET SES LIMITES

Lorsque la lumière tombe sur un système de particules, tel un gaz, les électrons du système peuvent absorber et réémettre une partie de la lumière. Ce processus de réémission de la lumière par un milieu est appelé diffusion. En fait, l'onde incidente entre en interaction avec les électrons du milieu en leur imprimant une oscillation forcée sous l'action du vecteur électrique oscillant.

Par ailleurs, le phénomène de diffusion introduit un changement d'indice de réfraction qui caractérise le milieu optique. Si la lumière traverse un milieu parfaitement homogène, la diffusion n'a pas lieu. Seule l'hétérogénéité cause de la diffusion (milieu trouble, comme par exemple de la fumée ou autres particules solides en suspension dans un gaz, brouillard comportant une suspension de gouttelettes d'eau). Ceci signifie que nous sommes en présence, dans de tels milieux, d'une variation discrète de l'indice de réfraction.

La diffusion est souvent accompagnée d'absorption. Le terme d'extinction employé dans la littérature, regroupe les deux phénomènes décrits ci-dessus. Schématiquement, nous pouvons écrire:

$$\text{Extinction} = \text{absorption} + \text{diffusion}$$

L'étude de ces phénomènes est restreinte par des limitations que nous nous fixons. Elles sont aux nombres de trois, et vont permettre de se limiter à la diffusion cohérente, indépendante et simple. L'observation de la diffusion de la lumière d'une particule peut permettre de déterminer la taille de celle-ci. Cette détermination passe par l'analyse de

la visibilité du signal diffusé. Nous allons, dans ce présent chapitre, analyser l'intensité de la lumière diffusée pour une seule particule. La forme gaussienne des faisceaux laser sera prise en considération.

4.1 Diffusion cohérente

Il suffit pour cela que la lumière diffusée ait la même fréquence que la lumière incidente. La diffusion sera alors cohérente.

4.2 Diffusion indépendante

Comme nous venons de le voir, seule la présence de particules créant une variation de l'indice de réfraction entraîne de la diffusion. Mais, tous les matériaux sont non-uniformes en les considérant comme des molécules où chacune d'elles est considérée comme un centre diffusant. L'arrangement moléculaire entraîne une variation au niveau de la qualité de la diffusion. La théorie de la diffusion étudie en détail les relations de phase entre les ondes diffusées par chacune des molécules voisines (Van de Hulst, 1981). Cette description de la coopération entre les particules est appelée diffusion dépendante. Nous ne traiterons pas de ce problème dans le présent travail.

Si les particules sont suffisamment éloignées les unes des autres, il est possible de centrer l'étude sur la diffusion d'une seule particule sans tenir compte des autres. Dans cette hypothèse, la diffusion indépendante est valide. Il est à noter que les ondes diffusantes des différentes particules à partir d'un même faisceau incident ont une relation de phase et peuvent interférer entre elles. Évidemment, ces ondes diffusent dans la même direction. L'hypothèse de la diffusion indépendante implique qu'il n'y a aucune relation systématique entre leurs phases.

Quel est l'ordre de grandeur de la distance entre les particules pour pouvoir considérer la diffusion indépendante? Des estimations ont montré que si cette distance est trois fois supérieure au rayon de la particule, alors la condition pour l'indépendance est remplie (Van de Hulst, 1981). Mais, dans les problèmes pratiques, les particules sont séparées par une distance plus grande.

4.3 Diffusion simple

En pratique, la diffusion est créée par une multitude de particules similaires, comme par exemple un nuage ou une solution. Dans le cas de la diffusion simple, un nuage comprenant M particules diffusantes a une intensité résultante de M fois l'intensité diffusée par une simple particule. Cette proportionnalité est valide si la radiation que reçoit chaque particule est essentiellement de la lumière provenant du faisceau original.

Chaque particule est aussi exposée à la lumière diffusée par les autres particules, et si cet effet n'est pas négligeable, alors nous nous retrouvons dans la diffusion multiple et la proportionnalité simple énoncée ci-dessus ne peut exister.

Pour savoir si l'utilisation de la diffusion simple est valide, un test simple et concluant consiste à doubler la concentration des particules dans l'échantillon étudié. Si l'intensité diffusée est doublée, seule la diffusion simple est importante.

4.4 Intensité diffusée par une particule unique illuminée par deux faisceaux laser d'amplitude gaussienne

Plusieurs auteurs ont montré que la lumière diffusée par une particule unique passant à travers un volume de mesure d'un interféromètre laser permettait de déterminer la taille des particules ainsi que la vitesse de celle-ci. Deux méthodes peuvent être utilisées pour la détermination de la taille de petites particules par diffusion de la lumière dans un LDV (Laser Doppler Velocimeter). La première méthode utilise une analyse basée sur la théorie de la diffraction (cf chapitre II), alors que la seconde utilise la résolution exacte des équations de Maxwell, connues sous le nom de "théorie de Mie".

Farmer a montré en 1972 que le signal diffusé par une particule unique traversant la région de rencontre de deux faisceaux gaussiens contient les informations nécessaires pour déterminer la taille des particules ainsi que leurs vitesses. Quelques années plus tard, des études ont montré (Robinson, 1975; Roberts, 1977), par le biais la théorie de diffraction, que la modulation Doppler dépendait aussi de la taille de l'ouverture de réception du signal diffusé. Il faut ajouter les travaux de Chu (1977) qui montrent par les propriétés de la diffusion de Mie les effets de l'indice de réfraction de la particule.

4.4.1 Vecteur moyen de Poynting

En nous plaçant dans un champ éloigné de la particule, nous pouvons négliger la composante radiale du champ diffusé. De plus, si l'on considère que les particules sont suffisamment séparées les unes des autres, seule la diffusion simple sera observée. Le vecteur moyen de Poynting nous permet d'accéder à l'intensité de deux ondes électromagnétiques planes superposées. Celles-ci sont linéairement polarisées. Pour chacune des ondes ($j = 1, 2$), nous fixons les paramètres suivants: l'amplitude (E_j); polarisation plane d'orientation (β_j); et la direction de propagation (\mathbf{e}_j). Les résultats sont exprimés dans le système de coordonnées rectangulaires symétriques (x, y, z) défini par la figure (4.1).

Considérons deux ondes planes TEM_{00} de la figure (4.1). Chaque onde a une polarisation plane qui se propage parallèlement le long du plan ($y-z$) dans la direction \mathbf{e}_j ($j = 1, 2$) faisant un angle de $\theta/2$ avec l'axe des z . Le vecteur électrique forme un angle β_j avec l'axe des x . L'intensité est définie comme étant la valeur moyenne du vecteur de Poynting, s'écrivant sous la forme:

$$\langle \mathbf{S} \rangle = \frac{1}{2} \text{Re}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) \quad (4.1)$$

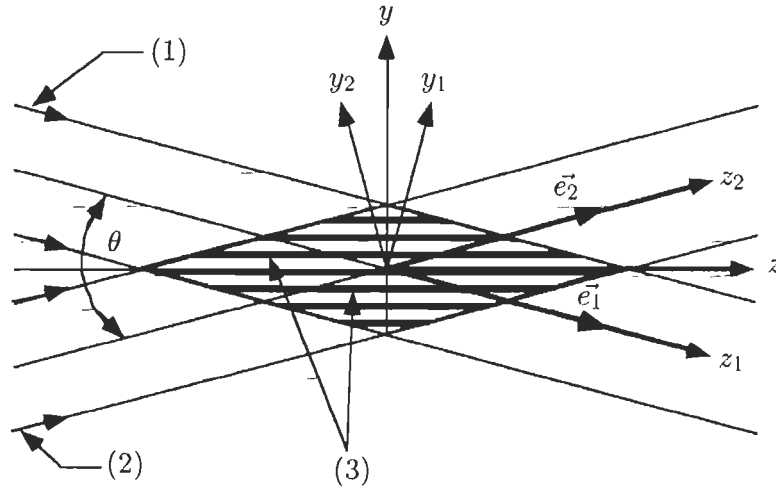


Figure 4.1 Franges d'interférence (3) résultantes de la région de rencontre de deux faisceaux laser (1) et (2)

Avec :

$$\begin{aligned}
\mathbf{E} &= \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2 \\
\mathbf{H}^* &= \mathbf{H}_1^* + \mathbf{H}_2^* \\
\mathbf{H}_1^* &= \frac{1}{Z_0} \mathbf{e}_1 \times \mathbf{E}_1^* \\
\mathbf{H}_2^* &= \frac{1}{Z_0} \mathbf{e}_2 \times \mathbf{E}_2^*
\end{aligned} \tag{4.2}$$

où (*) indique le complexe conjugué, $\langle \rangle$ la moyenne, Re la partie réelle, et Z_0 l'impédance du milieu environnant. En substituant l'équation (4.2) dans l'équation (4.1) et en utilisant l'identité $A \times (B \times C) = (A.C)B - (A.B)C$, nous obtenons:

$$\begin{aligned}
\langle \mathbf{S} \rangle &= \frac{1}{2Z_0} Re(\mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_1^* \mathbf{e}_1 + \mathbf{E}_2 \cdot \mathbf{E}_2^* \mathbf{e}_2 + \mathbf{E}_2 \cdot \mathbf{E}_1^* \mathbf{e}_1 - \\
&\quad \mathbf{E}_2 \cdot \mathbf{e}_1 \mathbf{E}_1^* + \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2^* \mathbf{e}_2 - \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{e}_2 \mathbf{E}_2^*)
\end{aligned} \tag{4.3}$$

Substituons dans l'équation (4.3)

$$\begin{aligned}
\mathbf{e}_1 &= +\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)\mathbf{e}_y + \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)\mathbf{e}_z \\
\mathbf{e}_2 &= -\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)\mathbf{e}_y + \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)\mathbf{e}_z \\
E_1 &= |\mathbf{E}_1| \\
E_2 &= |\mathbf{E}_2| \\
\mathbf{E}_1 &= E_1(\cos\beta_1\mathbf{e}_x + \sin\beta_1\cos\frac{\theta}{2}\mathbf{e}_y - \sin\beta_1\sin\frac{\theta}{2}\mathbf{e}_z) \\
\mathbf{E}_2 &= E_2(\cos\beta_2\mathbf{e}_x + \sin\beta_2\cos\frac{\theta}{2}\mathbf{e}_y + \sin\beta_2\sin\frac{\theta}{2}\mathbf{e}_z) \\
\text{et} \\
Re(E_1 E_2^*) &= Re(E_1^* E_2)
\end{aligned}$$

Nous obtenons l'expression générale:

$$\begin{aligned}
\langle \mathbf{S} \rangle &= \mathbf{e}_y \frac{1}{2Z_0} \sin\frac{\theta}{2} (E_1 E_1^* - E_2 E_2^*) + \mathbf{e}_x \frac{1}{2Z_0} \sin\theta Re(E_1 E_2^*) \sin(\beta_1 - \beta_2) \\
&\quad + \mathbf{e}_z \frac{1}{2Z_0} \cos\frac{\theta}{2} [E_1 E_1^* + E_2 E_2^* + 2Re(E_1 E_2^*) \cos(\beta_1 - \beta_2)]
\end{aligned} \tag{4.4}$$

Évidemment, dans le cas de polarisations similaires ($\beta_1 = \beta_2$) et d'amplitudes égales ($E_1 = E_2$) le vecteur de Poynting est:

$$\langle \mathbf{S} \rangle = \mathbf{e}_z \frac{1}{2Z_0} \cos\frac{\theta}{2} [E_1 E_1^* + E_2 E_2^* + 2Re(E_1 E_2^*)] \tag{4.5}$$

4.4.2 Analyse heuristique

Avant de considérer l'analyse mathématique du signal lumineux diffusé, donnons une description heuristique de notre signal en fonction de la taille des particules par rapport à l'interfrange.

Si la taille de la particule est plus petite que l'interfrange, le signal diffusé sera proportionnel à l'intensité incidente. Le détecteur utilisé reproduit simplement la distribution d'intensité du volume de mesure (faisceaux gaussiens). Maintenant, prenons le cas où la taille de la particule est proche de l'espacement des franges d'interférence, il est attendu que la particule chevauche toujours une frange brillante même quand celle-ci est centrée sur une frange sombre. La puissance diffusée n'est donc jamais nulle tant qu'une particule croise des franges d'interférence. Il est évident que pour une particule de taille supérieure à l'interfrange, nous avons un chevauchement de celle-ci sur plusieurs franges adjacentes durant son passage dans le volume de mesure. Ces trois signaux sont représentés à la figure suivante (4.2).

Le nombre des oscillations dans notre signal diffusé, c'est-à-dire la visibilité des franges du signal détecté, va sûrement être dépendre de la taille des particules et

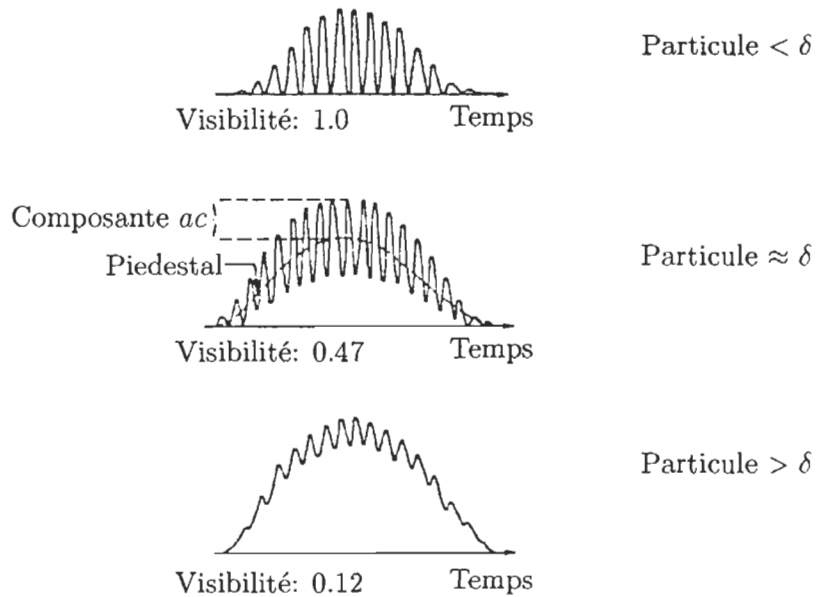


Figure 4.2 Signal de sortie d'un photodétecteur en fonction de la taille de la particule

de l'espacement des franges d'interférence. Comme il est montré à la figure (4.2), les signaux peuvent être vus comme la somme d'une composante d'oscillation appelée *ac* et d'une composante de basse fréquence appelée *pedestal*. La visibilité peut être définie comme étant le rapport de l'amplitude *ac* sur le *pedestal* (cf. Chapitre II).

4.4.3 Intensité de faisceaux laser

Les amplitudes du champ électrique E_j ($j = 1, 2$) dans la région de rencontre des deux faisceaux peuvent être exprimées dans le système de coordonnées rectangulaires (x, y_j, z_j) ($j = 1, 2$) de la figure 4.1 par:

$$E_1 = E_{10} \exp \left[-\frac{1}{b_0^2}(x^2 + y_1^2) \right] \times \exp \left[i\omega t - i\frac{2\pi z_1}{\lambda} + i\phi_1 \right] \quad (4.6)$$

$$E_2 = E_{20} \exp \left[-\frac{1}{b_0^2}(x^2 + y_2^2) \right] \times \exp \left[i\omega t - i\frac{2\pi z_2}{\lambda} + i\phi_2 \right] \quad (4.7)$$

où E_{j0} ($j = 1, 2$) sont les amplitudes des champs au centre de chaque faisceau. Ceux-ci étant identiques, $E_{10} = E_{20}$. b_0 est le rayon du faisceau au niveau du centre de gorge, ω la fréquence optique, $k = 2\pi/\lambda$ et λ la longueur d'onde. Chaque champ électrique est exprimé en termes de son propre système de coordonnées référant à sa propre direction de propagation. L'origine de ces systèmes de coordonnées est localisée au point de rencontre des deux faisceaux. Notons que chaque faisceau se propage parallèlement à l'axe z_j et que les amplitudes de chaque faisceau varient avec une distance radiale de $r_j = (x^2 + y_j^2)^{1/2}$. Cette distance se trouve dans l'exponentielle gaussienne.

La théorie de la diffraction a été étudiée au chapitre II dans le cas d'une onde plane. Cette analyse impose la condition que la taille de la particule doit être considérée comme supérieure à la longueur d'onde des faisceaux laser incidents. Le développement de cette théorie est examiné dans le cas du champ éloigné des particules diffusantes. Par cette analyse, il est désormais possible de trouver la puissance totale collectée par une lentille de réception et transmise à un détecteur.

L'équation (2.9) se transforme en l'équation du courant de sortie du détecteur, en considérant des faisceaux gaussiens, en l'équation suivante:

$$\begin{aligned}
i_p \sim \exp \left[-\frac{2}{b_0^2} (x^2 + y^2 + z^2 \theta^2 / 4) \right] & \left[\exp(2yz\theta/b_0^2) \int_0^{2\pi} \int_0^{(L/2)} \frac{J_1^2(\beta r_1)}{(\beta r_1)^2} r_0 dr_0 d\psi_0 \right. \\
& + \exp(-2yz\theta/b_0^2) \int_0^{2\pi} \int_0^{(L/2)} \frac{J_1^2(\beta r_2)}{(\beta r_2)^2} r_0 dr_0 d\psi_0 \\
& \left. + 2 \cos(2\pi y/\delta) \int_0^{2\pi} \int_0^{(L/2)} \frac{J_1(\beta r_1)}{\beta r_1} \frac{J_1(\beta r_2)}{\beta r_2} r_0 dr_0 d\psi_0 \right]
\end{aligned} \tag{4.8}$$

pour une lentille de réception circulaire de diamètre L centrée sur l'axe optique. Par symétrie, nous pouvons écrire:

$$\int_0^{2\pi} \int_0^{(L/2)} \frac{J_1^2(\beta r_1)}{(\beta r_1)^2} r_0 dr_0 d\psi_0 = \int_0^{2\pi} \int_0^{(L/2)} \frac{J_1^2(\beta r_2)}{(\beta r_2)^2} r_0 dr_0 d\psi_0 \tag{4.9}$$

Finalement, l'équation de notre courant de sortie du détecteur est de la forme:

$$i_p \sim \exp \left[-\frac{2}{b_0^2} (x^2 + y^2 + z^2 \theta^2 / 4) \right] \left[\cosh(2yz\theta/b_0^2) + V_0 \cos(2\pi y/\delta) \right] \tag{4.10}$$

où

$$V_0 = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{(L/2)} \frac{J_1(\beta r_1)}{\beta r_1} \frac{J_1(\beta r_2)}{\beta r_2} r_0 dr_0 d\psi_0}{\int_0^{2\pi} \int_0^{(L/2)} \frac{J_1^2(\beta r_1)}{(\beta r_1)^2} r_0 dr_0 d\psi_0} \tag{4.11}$$

où

- ▷ i_p est le courant de sortie du photodétecteur;
- ▷ x, y, z représentent les coordonnées de la particule dans le volume de mesure;
- ▷ J_1 est la fonction de Bessel de premier ordre;
- ▷ D est le diamètre de la particule;
- ▷ R est la distance entre la lentille et la particule;
- ▷ $\beta = \pi(D/\delta)/s$;
- ▷ θ est l'angle de séparation entre les deux faisceaux laser;
- ▷ r_1 et r_2 sont les distances radiales des deux points d'impact des faisceaux laser sur la lentille;
- ▷ s est la distance entre ces deux points d'impact des faisceaux laser (approximé à $R\theta$);
- ▷ r_0 et ψ_0 sont les coordonnées polaires du point x_0 et y_0
- ▷ $r_1^2 = r_0^2 + s^2/4 - sr_0 \sin \psi_0$
- ▷ $r_2^2 = r_0^2 + sr_0 \sin \psi_0$

Retrouvons toutes ces valeurs sur un schéma (cf. figure 4.3), permettant ainsi de visualiser la particule de diamètre D et la lentille de reception de diamètre L .

Dans l'équation (4.11), les bornes d'intégration vont de 0 à $L/2$ et de 0 à 2π . Nous intégrons donc la totalité de la surface de la lentille mais les limites d'intégration doivent tenir compte de la surface où les faisceaux laser sont arrêtés. Nous nous pencherons dans la prochaine section, sur le cas où les faisceaux laser ne sont pas arrêtés et sur une configuration expérimentale où les faisceaux sources sont arrêtés par un masque. L'équation de la visibilité est donnée par:

$$V = V_0 / \cosh \left(\frac{2yz\theta}{b_0^2} \right)$$

Nous allons tout d'abord voir la variation de la visibilité sans que les faisceaux source soient éliminés. Ils arrivent sur la lentille sous un angle θ . Les deux points d'impact des faisceaux lasers sur la lentille, sont séparés par une distance s . L'intégration se fait donc de 0 à $(L/2)/s$.

$$V_0 = \frac{\int_0^{2\pi(L/2)/s} \int_0^{(L/2)/s} \frac{J_1(\beta r_1)}{\beta r_1} \frac{J_1(\beta r_2)}{\beta r_2} u du d\psi_0}{\int_0^{2\pi(L/2)/s} \int_0^{(L/2)/s} \frac{J_1^2(\beta r_1)}{(\beta r_1)^2} u du d\psi_0}$$

Dans cette expression, on a posé : $u = r_0/s$.

$$\beta r_1 = \pi(D/\delta)(u^2 + 1/4 - u \sin \psi_0)^{1/2}$$

$$\beta r_2 = \pi(D/\delta)(u^2 + 1/4 - u \sin \psi_0)^{1/2}$$

Examinons les variations de la visibilité en fonction de différentes valeurs du rapport L/s représentées sur la figure (4.4). La courbe $L/s = 0.60$ représente le cas où la lumière diffractée est collectée seulement dans une petite région circulaire entre les faisceaux. La région où il y a des ambiguïtés causées par des particules de différentes tailles ayant la même visibilité, augmente quand L/s diminue. On peut voir sur cette figure

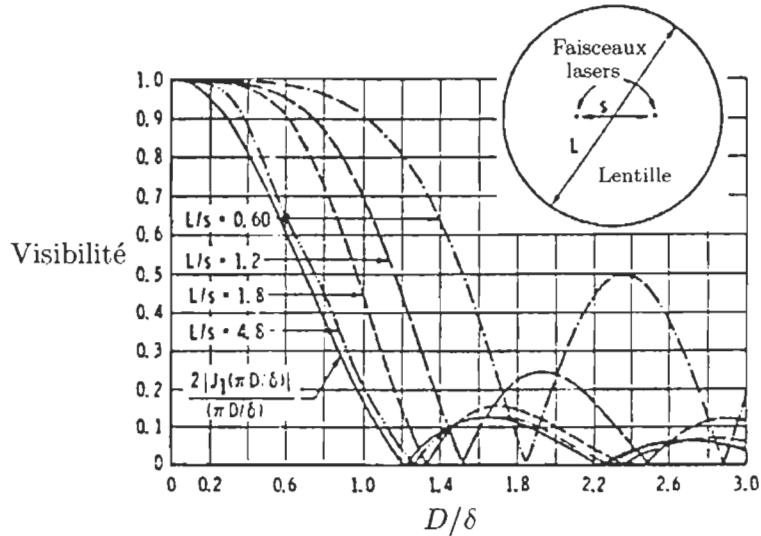


Figure 4.4 Variation de la visibilité pour différentes valeurs de L/s (faisceaux non arrêtés)
D'après Donald W. Roberts, "Particle sizing using laser interferometry".1977 Applied Optics, vol. 16, p.1861-1868

que si le rapport L/s devient petit, cela entraîne un aplatissement de la pente de la courbe. La conséquence est que si on diminue δ pour mesurer des petites particules par une augmentation de θ , alors s croît. Une ouverture proportionnellement plus large est nécessaire pour garder L/s petit.

ii) Expérimentalement

Les deux faisceaux laser sont, dans l'expérimentation, arrêtés par un masque ayant une dimension p assez grande pour éliminer ces faisceaux ($p \gg s$). Examinons l'influence de ce masque sur le signal de visibilité.

Le masque est centré sur la lentille de réception, comme le montre la figure (4.5). Les bornes d'intégration, dans l'équation (4.12), seront alors $(p/2)/s$ pour la borne inférieure et $(L/2)/s$ pour la borne supérieure qui reste inchangée par rapport au cas précédent. Chaque courbe de la figure (4.5) représente la variation de la visibilité pour différentes valeurs du rapport p/s . Le calcul de visibilité est réalisé, pour chaque courbe, avec un rapport L/s de 0.9. Nous sommes alors en présence d'une ouverture de réception large (comme mentionné à la section précédente). Aucune des courbes présentes dans la figure (4.5) n'est utilisable pour la détermination de la taille des particules. Une ambiguïté importante subsiste quand la visibilité est inférieure à 0.3.

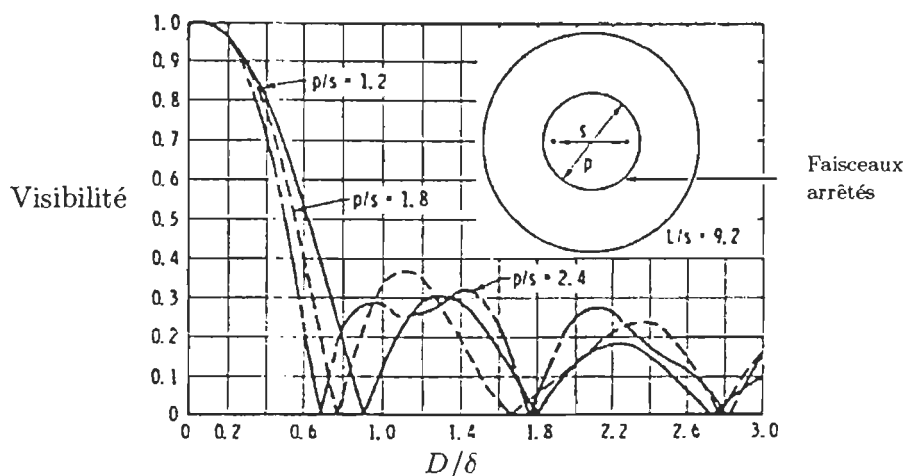


Figure 4.5 Variation de la visibilité pour différentes valeurs de p/s (faisceaux laser arrêtés)
D'après Donald W. Roberts, "Particle sizing using laser interferometry".1977 Applied Optics, vol. 16, p.1861-1868

Il est donc impossible d'utiliser cette configuration pour trouver la taille de la particule. Pourtant, les faisceaux laser doivent être arrêtés. La solution à ce problème est l'utilisation de deux masques, plus petits que précédemment, et de les centrer sur chacun des faisceaux sources.

Deux masques de diamètre p sont mis en place sur la lentille de réception. Comme le montre le schéma de la figure (4.6), ces masques sont centrés sur les faisceaux laser. Chaque courbe représente la variation de la visibilité pour différentes valeurs de rapport p/s où p est le diamètre de chacun des masques. Nous observons des courbes qui possèdent une indétermination plus faible que sur la figure (4.5). La détermination de la taille des particules, par un tel système, est donc plus fiable et ceci est d'autant plus vrai que le rapport p/s est petit.

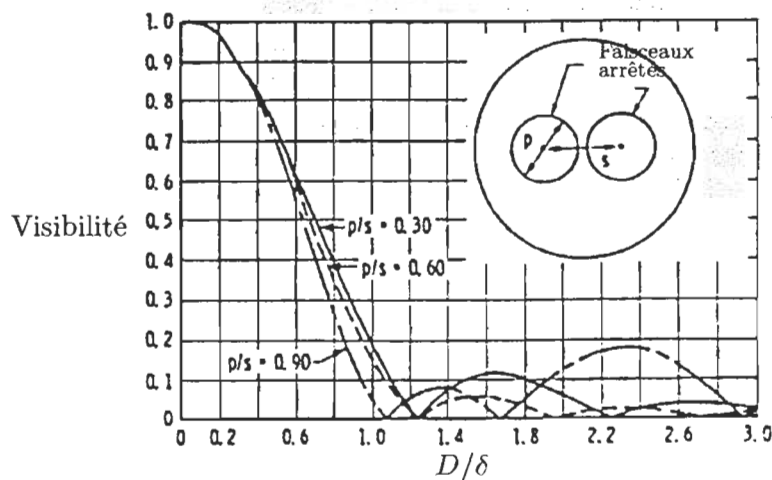


Figure 4.6 Variation de la visibilité pour différentes valeurs de p/s (deux faisceaux laser arrêtés)
D'après Donald W. Roberts, "Particle sizing using laser interferometry". 1977 Applied Optics, vol. 16, p.1861-1868

4.3 Conclusion

Quand une particule simple sphérique, de diamètre D , plus large que la longueur d'onde ($D \gg \lambda_0$) passe dans le volume de mesure, la lumière diffractée dans la direction arrière, peut être utilisée pour mesurer la taille des particules si l'optique géométrique de réception est correctement choisie. Le maximum de la visibilité (V_0) peut être mesuré dans le cas où $y = 0$ et $z = 0$. Si toute la lumière diffractée est récoltée, alors la visibilité peut être estimée par:

$$V_0 = \frac{2J_1(\pi D/\delta)}{\pi D/\delta}$$

Nous avons observé le cas où l'on a utilisé un masque unique permettant d'arrêter les faisceaux laser sources. Cette situation n'était pas acceptable, car une importante indétermination de la taille des particules présentes dans le volume de mesure était observée. Par la suite, l'utilisation de deux masques, centrés sur chacun des faisceaux à arrêter, nous donnait des résultats satisfaisants mais ceci nécessitait que l'ouverture de la lentille de diamètre D soit suffisamment large et que les deux masques de diamètre p soient suffisamment petits. Dans ce cas, l'indétermination de la taille des particules est considérablement réduite.

CHAPITRE V

TRAITEMENT DU SIGNAL

L'analyse du signal diffusé va nous permettre d'extraire de celui-ci l'information sur la *vitesse*. Le signal sera capté par un photodétecteur placé au-delà d'un volume de mesure qui, lui, est traversé par des particules diffusantes. Le signal délivré par le récepteur a la forme de bouffées Doppler comme le montre la figure (5.1). L'utilisation d'un filtre passe-haut permet d'obtenir le signal de la figure (5.2).

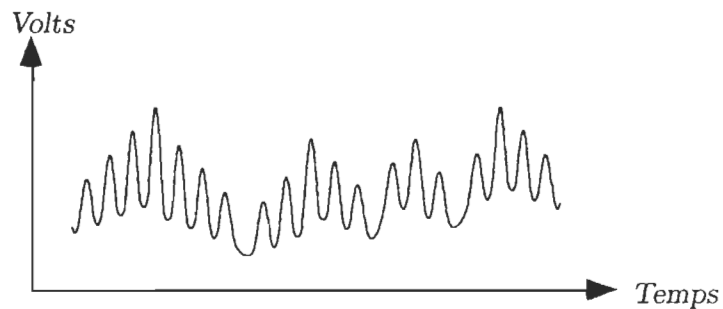


Figure 5.1 Aspect du signal à la sortie du photodétecteur

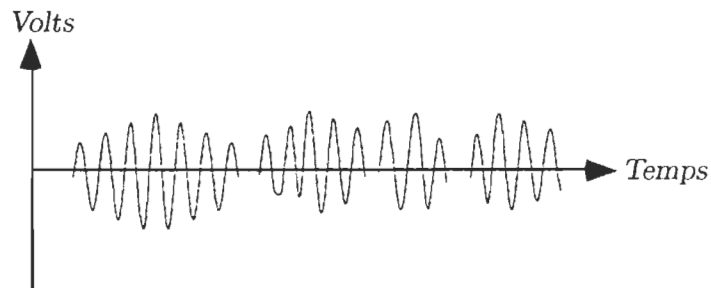


Figure 5.2 Aspect du signal après le passage dans un filtre passe-haut

Chaque bouffée Doppler correspond au passage d'une particule dans le volume de mesure. Ces bouffées se succèdent aléatoirement dans le temps et contiennent l'information *fréquence* à partir de laquelle est extraite l'information *vitesse instantanée*. La fréquence contenue dans chaque enveloppe est normalement constante puisque le temps de passage d'une particule dans le volume de mesure est très court. Cependant, cette fréquence peut varier d'une bouffée à l'autre. Il est nécessaire de faire une prise de mesure de la fréquence dans chaque enveloppe et en déduire une moyenne. Évidemment, en se plaçant dans un fluide en écoulement laminaire, les fréquences seront identiques les unes par rapport aux autres, car le fluide est soustrait de toutes perturbations. En présence de fluides turbulents et de parois proches, il est toutefois nécessaire de faire un échantillonnage de mesures. Dans la plupart des cas, un filtre passe-haut est utilisé pour éliminer la composante basse fréquence. La figure 5.2 représente le signal obtenu à la sortie d'un tel filtre. Nous observons que les enveloppes ne sont pas toutes identiques. Ceci est dû à la position même de la particule dans le volume de mesure et à sa taille. Les particules de poussière présentes dans un fluide ne sont pas toutes de tailles identiques.

Nous avons vu que la visibilité, correspondant à la modulation du signal, dépend de la taille des particules, mais dépend aussi de la concentration de celles-ci présentes dans le volume de mesure. La position des particules dans le champ d'interférence est également important. Prenons le cas d'une particule unique traversant le volume de mesure. Elle voit successivement une frange brillante et une frange sombre. Elle produit alors un signal comme indiqué sur la figure 5.3(A).

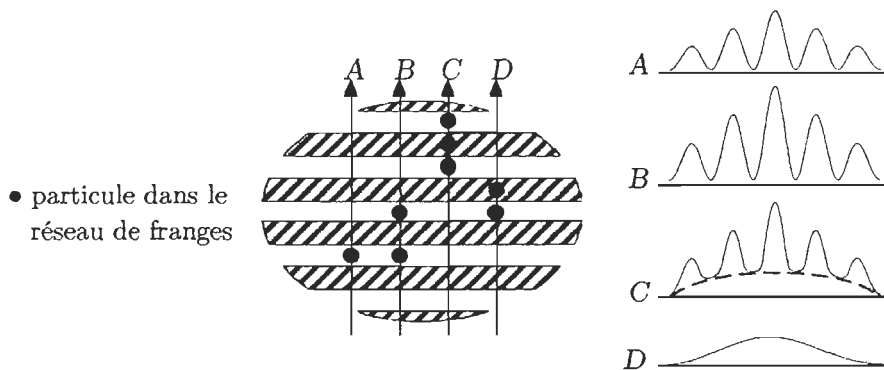


Figure 5.3 Influence de la concentration des particules sur le signal

Les signaux produits par deux particules, interfèrent de façon constructive si les deux particules sont séparées par une distance égale à l'interfrange (cas B). Ces deux signaux qui arrivent au photodétecteur sont en phase (figure 5.3: B) tandis qu'ils arrivent en opposition de phase si les deux particules sont séparées par une distance correspondante à la moitié de l'interfrange (cas D). Les signaux interfèrent alors de façon destructive et aucune modulation n'est visible sur le signal résultant (figure 5.3: D). La vitesse ne peut donc pas être déduite d'un tel signal, puisque le piédestal est l'unique composante du signal résultant. En (C), nous avons 3 particules présentes dans le volume de mesure. Le signal résultant est reproduit sur le schéma C de la figure 5.3. Une composante alternative et un piédestal le composent. Il est alors possible de déterminer la visibilité d'un tel signal.

Cette analyse élémentaire ne considère en fait qu'une seule taille de particules, alors que dans la plupart des cas expérimentaux, la distribution de la taille des particules présentes dans le volume de mesure est très dispersive. Si une particule de taille importante traverse le volume de mesure, le signal résultant ne sera pas détecté. En tenant compte de ce critère, nous pouvons dire que la lumière diffusée dépend fortement de la taille des particules, et une augmentation de la concentration de particules dans le volume de mesure entraîne une réduction de la qualité du signal observé. Un filtrage est donc nécessaire dans certains cas. En effet, s'il n'y a que de grosses particules présentes dans le milieu, aucune mesure ne sera valable.

5.1 Oscilloscope

Il est possible de visualiser à l'aide d'un oscilloscope à mémoire les bouffées Doppler des particules traversant le volume de mesure sur l'écran d'un oscilloscope opérant en mono-déclenché. La mesure de la période T de la trace quasi-sinusoidale ainsi visualisée permet d'obtenir la composante de la vitesse instantanée par la relation:

$$\text{Vitesse instantanée} = \frac{\text{interfrange}}{\text{période mesurée}}$$

Mais, ce procédé est fastidieux et n'est pas vraiment applicable dans le cas d'une prise de mesure élevée de vitesses dans un fluide turbulent. Par contre, un tel appareil peut être présent pour calibrer le banc d'essai et être utilisé pour des vérifications

ponctuelles de la prise de mesure par un autre procédé.

5.2 Analyseur de spectre

Le principe de l'analyse spectrale est le suivant: un filtre ayant une bande de fréquence étroite explore linéairement, en fonction du temps, un certain domaine de fréquence. Lorsque la fréquence du signal étudié coïncide avec la fréquence analysée, un pic est obtenu à la sortie de l'analyseur de spectre. Mais, il y a un risque de perdre toutes les informations si le filtre explore un domaine de fréquences où ne se trouve pas les fréquences des signaux du vélocimètre.

Comme l'analyseur de spectre effectue une mesure de fréquence sur un signal qui a un nombre fini N d'alternances, il se produit un élargissement $\Delta\nu_i$ du spectre, défini par:

$$\Delta\nu_i/\nu_c = \frac{1}{2}N \quad (5.1)$$

où $\Delta\nu_i$ est la largeur à mi-hauteur et ν_c est la fréquence centrale. Donc, si à l'entrée de l'analyseur on a une fréquence pure ν_i , à la sortie on obtient un spectre de longueur $\Delta\nu_i$, en raison de l'élargissement instrumental. Si le phénomène physique mesuré est turbulent, une dispersion de fréquence ($\Delta\nu_{turb}$) existe autour d'une fréquence moyenne ν_c . Ces deux sources d'élargissement étant indépendantes, les écarts quadratiques moyens s'ajoutent, d'où la relation:

$$(\Delta\nu_m)^2 = (\Delta\nu_{turb})^2 + (\Delta\nu_i)^2 \quad (5.2)$$

où $\Delta\nu_i$ est l'élargissement instrumental défini plus haut, $\Delta\nu_{turb}$ la distribution en fréquence due à la turbulence et $\Delta\nu_m$ l'élargissement du spectre mesuré (largeur à mi-hauteur). Ce mode de traitement du signal donne globalement la vitesse moyenne et l'écart quadratique moyen en tenant compte de l'équation (5.2). Le spectre peut être traité par ordinateur. Lorsque l'écoulement est quasi-linéaire, le spectre est très étroit et se construit rapidement. Par contre, lorsque la turbulence devient importante, il est nécessaire de superposer plusieurs balayages. En effet, les informations sont disposées sur une plus grande plage de fréquence. Supposons qu'à un instant t donné, le filtre explore un domaine de fréquence étroit $\nu \pm \Delta\nu$ situé dans la plage du spectre turbulent

étudié. Si l'information *fréquence* issue du vélocimètre à cet instant t se trouve hors de la bande $\nu \pm \Delta\nu$, alors aucun pic ne sera délivré par l'analyseur de spectres. Donc, pour obtenir un spectre représentatif de la dispersion des fréquences, il faudra augmenter le temps d'analyse et superposer plusieurs balayages. C'est un des ses principaux inconvénients.

5.3 Série de filtres

Baker (1973) a décrit les caractéristiques d'une série de filtres utilisée par lui même (1974ab). Baker et al (1974) utilisèrent ce procédé dans les mesures à l'intérieur de jets isothermes. Une série de filtres étroits, et dont les bandes passantes d'analyse se chevauchent légèrement, sont placés en parallèle pour traiter les signaux issus du récepteur du vélocimètre. Lorsqu'un signal a une fréquence correspondante à la bande d'analyse d'un filtre, un pic est obtenu à la sortie de ce filtre. C'est une analyse spectrale "en parallèle" et non séquentielle. Tous les signaux sont pris en compte. Pour connaître la turbulence réelle à partir de l'élargissement du spectre mesuré, il faut apporter la correction donnée par le formule (5.2).

Ce type de traitement des signaux est meilleur que l'analyse de spectre étant donné la prise en considération de tous les signaux. Si nous avons une très grande gamme de fréquences à couvrir avec suffisamment de résolution, il sera nécessaire d'avoir une série comportant un grand nombre de filtres.

5.4 Corrélation de photons

Cette technique de corrélation de photons a été suggérée par Pike (1969) et Jake-man (1970). Lorsque l'intensité de la lumière diffusée et le rapport signal sur bruit sont faibles, la spectroscopie de corrélation de photons devient un procédé avantageux par rapport aux autres procédés de traitement du signal. Ces conditions expérimentales peuvent se produire quand l'intensité lumineuse du laser est bonne, et quand les particules sont de petits diamètres.

Cette technique de traitement du signal est totalement différente des techniques précédentes. Grâce à un corrélateur de photons à temps de réponse rapide, une autocorrélation du signal issu du photorécepteur est effectuée en temps réel. La vitesse moyenne et la turbulence sont déduites de la fonction d'autocorrélation (Birch et al, 1973).

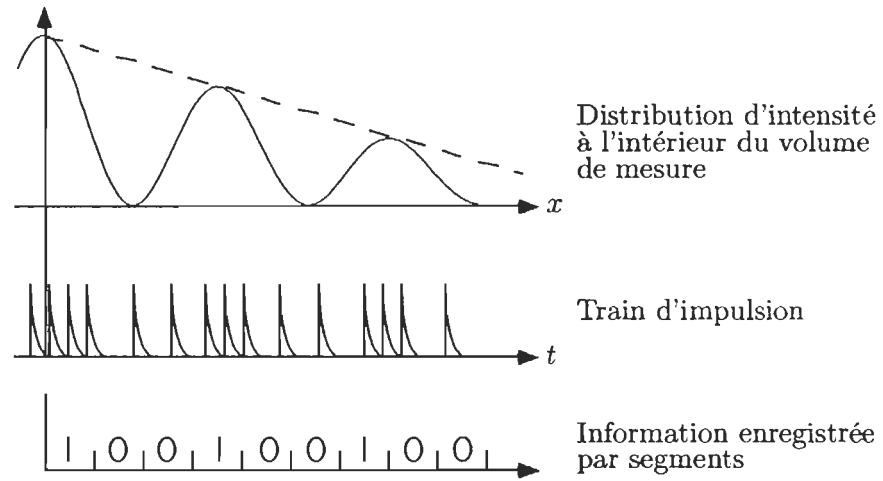


Figure 5.4 Principe de comptage des photons

Pike et al (1968) ont proposé l'utilisation de la technique de "découpage". Cette technique implique un niveau de discrimination préétabli. Le signal est remplacé par un 0 si le signal est au-dessus du niveau de discrimination, par un 1 si ce n'est pas le cas (figure 4.5). Ce traitement est effectué sur le signal avant que l'autocorrélation ne soit appliquée. La période des variations d'intensité qui contient l'information vitesse peut être obtenue par la fonction d'autocorrélation $G(rT)$, définie par:

$$G(rT) = \sum_{r=0}^{\infty} n(t)n(t-rT)$$

où $n(t)$ est le nombre de photons détecté dans un intervalle de temps de durée T commençant à un temps t .

Cette technique est basée sur un comptage de photons; le récepteur fonctionne avec des flux très faibles. La puissance du laser nécessaire pour éclairer les particules est donc réduite. Ceci est une méthode très sensible et ne nécessite que très peu de photons pour que l'analyse soit faite. Mais les signaux ne sont pas détectés par un processeur de signal qui reconnaît la forme du signal Doppler sous forme de bouffées. Le vélocimètre est alors plus délicat à régler. Les applications de ces corrélateurs de photons sont développées par Durrani et Greated (1975).

5.5 Suiveur de fréquence

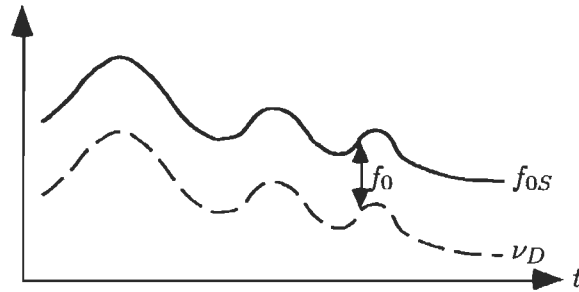


Figure 5.5 Fluctuations des fréquences

Un suiveur de fréquence est conçu pour suivre au cours du temps les fluctuations de fréquence, donc de vitesse. Dans ces appareils, le signal de fréquence ν_0 délivré par le récepteur de vélocimètre est mélangé à un signal de fréquence f_0 . La fréquence obtenue f_{0S} , égale à $\nu_D + f_0$, est convertie en tension, qui pilote un oscillateur source V.C.O. (Voltage Controlled Oscillator), faisant passer la fréquence f_0 à la fréquence ν_D du signal issu du vélocimètre. Une boucle d'asservissement est ainsi créée. Les fluctuations de f_0 correspondent à celles de ν_D , donc de la vitesse. Une constante de temps d'intégration est insérée dans le circuit, et une moyenne est effectuée sur plusieurs paquets correspondant à plusieurs particules.

Les composantes électroniques du suiveur de fréquence sont schématisées sur la figure (5.5). Théoriquement, cet appareil requiert la présence continue de signaux. Des circuits ont été introduits pour éviter que la boucle ne perde pas la poursuite du signal quand les bouffées Doppler sont trop espacées. En pratique, les suiveurs de fréquence donnent de bons résultats quand les expériences d'anémométrie laser sont réalisées dans des liquides (signaux quasi-continus), ou en aérodynamique avec une forte injection de particules.

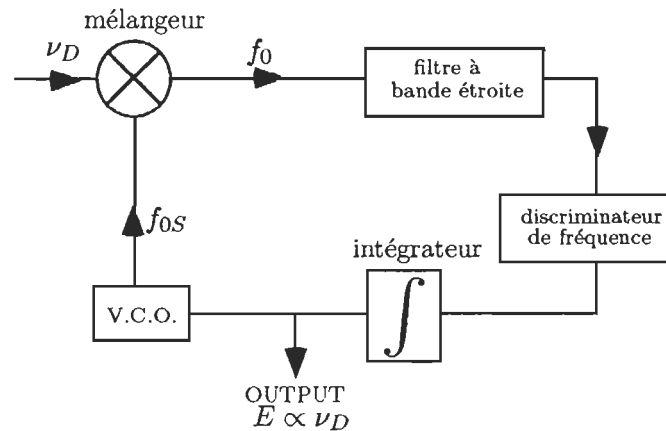


Figure 5.6 Diagramme du suiveur de fréquence

5.6 Compteur numérique

Le système à compteur numérique opère d'une façon très simple: il est déclenché à un niveau fini du signal et on compte le nombre de passages par le niveau zéro. Il existe un nombre important de circuits logiques dans ce système pour éviter les erreurs inhérentes à ce procédé.

5.6.1 Sources d'erreurs

La description du signal laser Doppler par le modèle des franges présume que des fronts d'onde plane sont présents dans le volume de mesure. Pour cela, les caractéristiques gaussiennes des faisceaux laser doivent être prises en considération pour obtenir un système optique capable de produire des franges uniformément espacées. En effet, si les franges ne sont pas uniformes dans leurs séparations, le système pourrait fournir des fréquences différentes pour des particules ayant la même vitesse.

Cette technique s'inspire du fait que dans chaque bouffée Doppler, il y a un nombre fini d'alternances. Mais dans chaque signal, il y a du bruit. Afin de s'assurer que le compteur dénombre bien les passages par zéro du signal, et du bruit, un critère de validation se révèle nécessaire. Ce critère doit éliminer les signaux ayant un nombre d'alternances faibles. Ceci a pour conséquence de ne pas considérer les particules passant sur les bords du volume de mesure, là où le nombre d'alternances est trop petit.

Également, les signaux de grande amplitude sont éliminés grâce à un système à seuil. En effet, ces signaux sont dus à de grosses particules qui ne suivent pas l'écoulement.

5.6.2 Deux procédés possibles

Il existe deux principaux procédés de comptage. Le premier est une recherche de la fréquence et le second est une mesure de période. Dans les deux cas, les signaux sont d'abord passés dans un filtre à large bande pour ne pas éliminer d'information, ni fausser les mesures. Le compteur possède un seuil de déclenchement (figure 5.7), qui élimine le problème présent dans un signal avec du bruit, où il est difficile de déterminer les passages à zéro du signal étudié. On élimine donc, par ce seuil, le bruit présent dans le signal reçu par le photodétecteur.

Le premier procédé est la recherche de la fréquence. Un temps τ est pré-réglé. Pendant cette durée, le nombre de passages à zéro (N) est compté et la fréquence est déterminée. On peut aussi rechercher une période. Le temps nécessaire à une particule pour traverser un nombre de franges pré-déterminées est mesuré. Dans les deux cas, les mesures se font sur un grand nombre de sinusoides (statistiquement significatif) pour obtenir une vitesse moyenne. Le problème est de déterminer une valeur approximative de τ quand les vitesses des particules présentent une variation importante. La fréquence Doppler du signal diffusé est alors:

$$\nu_d = \frac{N}{2\tau}$$

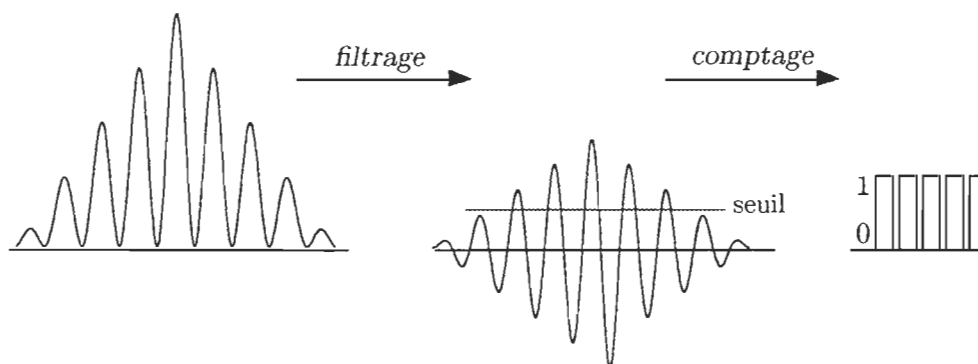


Figure 5.7 Principe du comptage numérique

La technique de la recherche de la période est en général la plus employée. Afin de s'assurer que le compteur dénombre bien les passages à zéro des signaux et non pas des signaux dus au bruit, un critère de validation déjà cité, est nécessaire. Ce critère consiste, de manière très générale, à mesurer n_1 et n_2 périodes dans la même bouffée Doppler. Les temps correspondants sont respectivement t_1 et t_2 et nous devons avoir:

$$t_1/t_2 - n_1/n_2 < \omega \text{ (petit)}$$

Ce critère a été développé par Pfeiter et Vorn Stein (1972).

5.7 Synthèse

L'oscilloscope est essentiel pour s'assurer de la qualité des signaux et du bon réglage du vélocimètre. L'analyseur de spectre est très souple d'emploi et donne des résultats dans tous les cas. La série de filtres est une amélioration de l'analyseur de spectre car aucune information n'est perdue. Par contre, elle nécessite une grande série de filtres si une vaste gamme de vitesses doit être examinée. Le suiveur de fréquence n'est pas bien adapté aux problèmes aérodynamiques pour lesquels la concentration en particules est trop faible. La corrélation de photons est une méthode très puissante car tous les signaux sont pris en considération et la puissance laser nécessaire est la plus faible.

CHAPITRE VI

MISE EN ŒUVRE DE L'EXPÉRIMENTATION

Introduisons à présent les différents éléments qui composent le banc de mesure permettant l'expérimentation avec un vélocimètre Doppler. Depuis la source laser jusqu'à l'acquisition de la mesure, nous allons voir successivement la partie émission, la partie réception et le traitement du signal. Après avoir caractérisé le volume de mesure, nous ferons une description des expériences réalisées.

6.1 Blocs émetteur et récepteur

Le bloc émetteur est constitué d'un corps en aluminium contenant une diode laser, des prismes séparateurs et une lentille de focalisation.

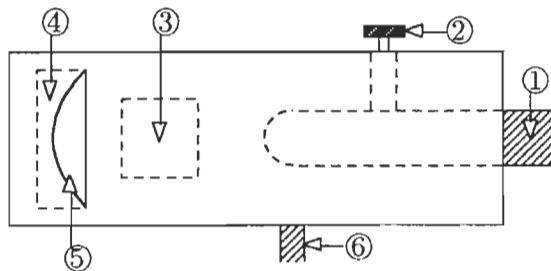


Figure 6.1 Schéma du bloc émetteur

Comme le montre la figure 6.1, la diode laser (1) est bloquée par un bouton moleté (2). Les prismes séparateurs (3) permettent la séparation du faisceau source en deux faisceaux laser cohérents entre eux. La lentille (5), bloquée par un anneau

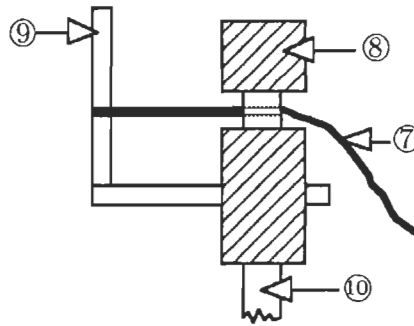


Figure 6.2 Schéma du bloc récepteur

tarauté (4) focalise ces deux faisceaux à une distance de 100 mm. Une tige (6), vissée dans le corps en aluminium, permet le montage de l'émetteur dans un support mobile d'un banc mécanique (plans détaillés à l'appendice A).

La réception du signal se fait par l'intermédiaire d'une fibre optique monomode (7) représentée dans le bloc réception de la figure 6.2. Elle vient se monter successivement dans le trou de la borne (8), puis dans le trou de l'équerre (9). La tige (10), vissée sur la partie filetée de la borne, permet le montage du récepteur dans le support fixe du banc mécanique présenté à l'appendice A. L'extrémité de cette fibre est positionnée dans le plan de l'équerre.

Les blocs émetteur et récepteur sont, par leurs formes compactes, faciles à positionner sur un banc mécanique où un tube de verre viendra s'y ajouter pour l'étude de profil de vitesse à l'intérieur d'un fluide tel que l'eau. Voyons à présent le module d'acquisition et de traitement du signal.

6.2 Coffret électronique d'acquisition et traitement du signal

Le module qui se présente sous la forme d'un coffret métallique, comprend toutes les interfaces nécessaires à la mise en œuvre du capteur et du traitement du signal optique réceptionné. Sur le côté gauche de ce coffret, une photodiode est placée pour réceptionner le signal via la fibre optique. Nous n'avons fait qu'une utilisation de ce module.

Le module du velocimètre laser Doppler 134 (VLD 134) a été développé dans le cadre d'un partenariat entre la société FIS et l'ISMRA (Institut des sciences et la matière et

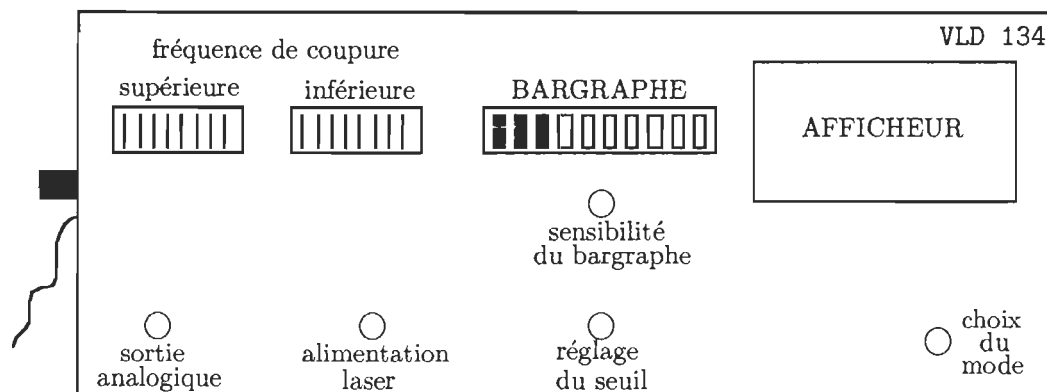


Figure 6.3 Module d'acquisition et de traitement du VLD 134

du rayonnement, France). Ce module, représenté à la figure 6.3, comprend:

- ▷ une alimentation pour la diode laser;
- ▷ un commutateur de filtre 8 positions, pour coupure de fréquences inférieures (160hz; 800hz; 1,6Khz; 8Khz; 16Khz; 80Khz; 160Khz; 480Khz);
- ▷ un commutateur de filtre 8 positions, pour coupure de fréquences supérieures (320hz; 1,6Khz; 8Khz; 16Khz; 80Khz; 160Khz; 480Khz; 1,6Mhz);
- ▷ un bargraphe qui permet d'optimiser la position de la fibre de réception du signal sur le faisceau mesuré;
- ▷ un accès au potentiomètre de réglage de la sensibilité du bargraphe;
- ▷ un accès au potentiomètre de réglage du seuil de détection du signal;
- ▷ un commutateur de sélection de mode;
- ▷ un afficheur des paramètres de fonctionnement du module;
- ▷ une sortie analogique qui permet l'utilisation d'un oscilloscope;
- ▷ une sortie RS 232 (à l'arrière du module) qui permet la connexion à l'ordinateur.

Ce coffret est constitué d'un ensemble de composants électroniques. Nous venons de voir la partie extérieure du module. Examinons maintenant l'ensemble électronique (fig 6.4) qui compose ce coffret. La photodiode, qui reçoit le signal via la fibre optique, le convertisseur courant/tension et l'amplificateur forment la partie analogique de cet ensemble. Un bargraphe (afficheur 10 segments) permet de contrôler (sensibilité de bargraphe) la composante continue du signal reçu par la photodiode. Ceci permet, sans aucun autre appareil de mesure, d'optimiser la position de la fibre optique. Une sortie analogique est disponible après l'amplification du signal. Cette sortie permet l'utilisation d'un oscilloscope numérique à mémoire qui s'avère très utile lors du réglage

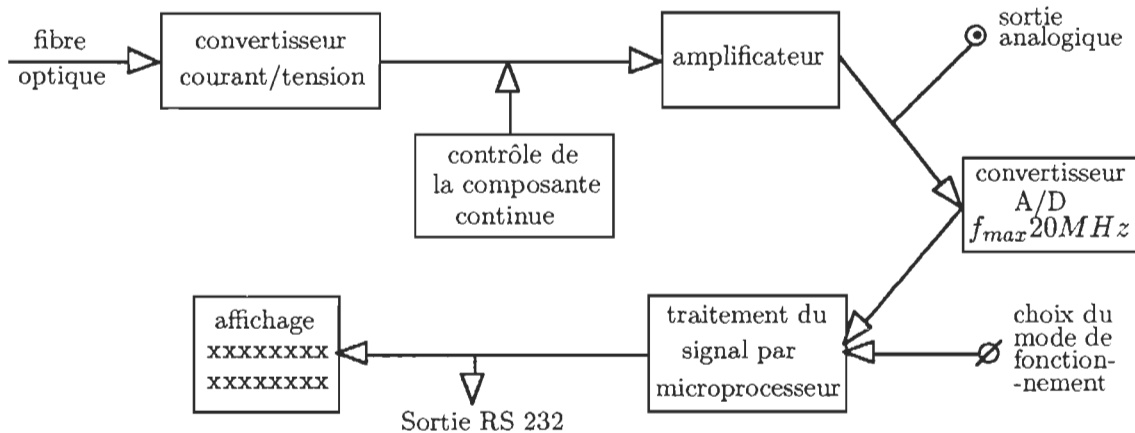


Figure 6.4 Ensemble électronique du VLD 134

du banc de mesures. Le signal est par la suite échantillonné à une fréquence de 20 MHz ou une fraction de 20 MHz .

Une partie “traitement du signal” est gérée par un microprocesseur qui calcule à l’aide de l’algorithme d’extraction de fréquence, la fréquence Doppler de chaque bouffée. Le coffret peut fonctionner de manière autonome et fournir les valeurs calculées sur un afficheur de 2 lignes et 16 caractères. Il peut aussi fonctionner avec un ordinateur auquel il est relié par une la liaison RS 232. Dans ce cas, le signal échantillonné est transmis à cet ordinateur.

Le coffret fonctionne avec un choix de trois modes différents qui sont présentés à l’appendice B.

6.3 Expérimentations

La diode laser utilisée a une puissance de $0,95\text{ mW}$ et une longueur d’onde de 670 nm . Le diamètre du faisceau laser au niveau de l’optique d’émission (avant focalisation) est de $1,0\text{ mm}$. Les prismes séparent le faisceau source en deux, avec une distance de 12 mm . Une lentille de distance focale 100 mm recombine les deux faisceaux laser qui interfèrent, et donne naissance au volume de mesure. Ce domaine est caractérisé par son épaisseur, l’interfrange, et le nombre de franges présentes. Nous avons défini toutes ces grandeurs au chapitre III. En utilisant les équations (3.15) à (3.18), nous pouvons

Tableau 6.1Caractéristiques du volume de mesure

	Mesure dans l'air	Mesure dans un tube contenant de l'eau
angle de séparation entre les deux faisceaux	$(6,87 \pm 0,63)^\circ$	$(5,15 \pm 0,63)^\circ$
interfrange	$(5,63 \pm 0,05) \mu\text{m}$	$(5,63 \pm 0,05) \mu\text{m}$
diamètre du volume de mesure	$(85,31 \pm 0,85) \mu\text{m}$	$(63,98 \pm 0,66) \mu\text{m}$
nombre de franges	15 ± 1	11 ± 1

calculer les caractéristiques du volume de mesure. Celles-ci sont récapitulées sous forme d'un tableau (6.1) en considérant deux cas; le cas où les faisceaux se croisent dans de l'eau (indice de réfraction 4/3) et le cas où ils se croisent dans l'air (indice de réfraction 1).

La première expérience mise en place est une détermination de profils de vitesse d'un écoulement d'eau (eau du robinet) s'effectuant dans un tube de verre, dont nous négligeons l'épaisseur. Dans ce montage, le volume de mesure est caractérisé par les valeurs de la deuxième colonne du tableau 6.1. La seconde expérience réalisée est une mesure de la vitesse de propagation dans l'air d'anneaux de fumée. Les caractéristiques du volume de mesure sont calculées dans l'air. L'interfrange, définie comme suit, reste identique dans les deux cas:

$$\delta = \frac{\lambda_0}{2n \sin(\theta_n/2)}$$

où λ_0 est la longueur d'onde du laser dans le vide, n l'indice de réfraction et θ_n l'angle de séparation des deux faisceaux laser dans le milieu considéré. Par la loi de la réfraction, il apparaît évident que les deux interfranges sont identiques, puisque l'interface considérée est air-eau.

La fibre optique transmet le signal diffusé à la photodiode. Le maximum de signal est obtenu quand la fibre optique est alignée dans la direction de l'un ou l'autre des faisceaux, au-delà du point de focalisation. Un exemple de bouffée Doppler est représenté à la figure 6.5. Aucun filtre n'a encore agi sur le signal diffusé, on peut donc voir un piédestal sur lequel la bouffée Doppler vient se superposer.

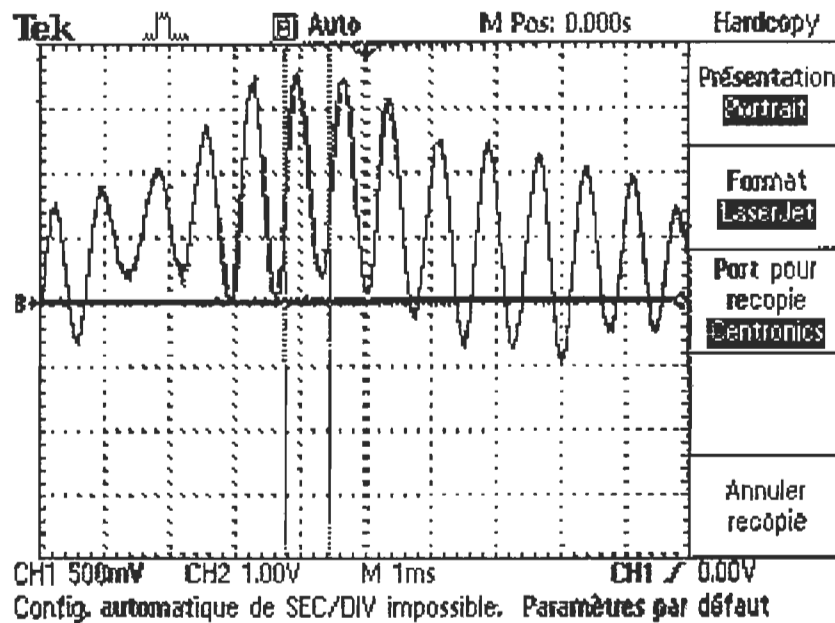


Figure 6.5 Exemple de bouffée Doppler

Un positionnement de la fibre entre les deux faisceaux limite les effets du piedestal, mais l'amplitude du signal reçu est nettement inférieure à celle obtenue dans l'alignement d'un des faisceaux. On favorise donc la position où la fibre optique est alignée avec un des deux faisceaux. Pour limiter (ou annuler) l'effet du piédestal, il nous suffit de positionner correctement le filtre de coupure inférieure. Dans ce cas, les bouffées Doppler sont clairement observées sur un oscilloscope à mémoire ou sur un ordinateur relié au module du traitement du signal.

Une fois la fibre optique positionnée de façon optimale, nous pouvons régler les paramètres d'échantillonnage. L'utilisation d'un ordinateur nous permet d'optimiser la fréquence d'échantillonnage via un logiciel permettant la visualisation des bouffées Doppler. Le seuil de détection est réglé en fonction de l'amplitude des signaux reçus. Un seuil trop haut est à éviter puisqu'aucun signal ne sera détecté, et un seuil trop bas entraînera un déclenchement systématique de l'échantillonnage sur le bruit. Nous prendrons soin de ne pas nous retrouver dans ces deux cas extrêmes.

6.3.1 Profil de mesure dans un tube de verre

La figure 6.6 schématise le parcours des deux faisceaux laser qui se rencontrent à

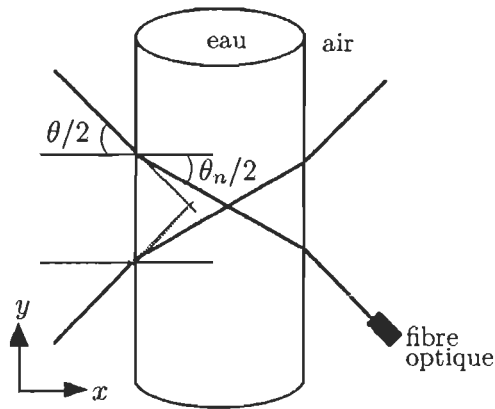


Figure 6.6 Croisement des deux faisceaux laser dans un tube

l'intérieur d'un tube de verre où l'eau s'écoule. En déplaçant le banc mécanique, où les blocs émetteur et récepteur sont fixés, on peut positionner le volume de mesure en différents points de l'axe x et y . Ceci nous permet de balayer de façon longitudinale et transversale le tube de verre contenant le fluide.

La mesure par vélocimétrie laser suppose qu'un certain nombre de particules réfléchissantes sont présentes dans l'écoulement. Pour que les particules soient représentatives des mouvements du fluide, elles doivent être légères et submicroscopiques, afin de répondre aux accélérations et décélérations du fluide. Elles suivent alors les fluctuations turbulentes avec un temps de réponse suffisamment court. Dans l'eau, des impuretés et des poussières sont assez nombreuses pour une acquisition de mesures, mais leur distribution en taille est très disparate. La présence en trop grand nombre de particules de taille élevée perturbe l'expérimentation. Les poussières n'entravent pas *a priori* la mesure puisque leurs signaux sont invalidés, mais leur présence ne permet pas d'obtenir un signal utilisable. Un filtrage du fluide a donc été nécessaire lors de nos mesures. Nous avons pu ensuite effectuer un balayage transversal (suivant l'axe x) ainsi qu'un balayage longitudinal (suivant l'axe y). Ces axes sont schématisés à la figure 6.5. Ceci permet de voir l'évolution du profil de vitesses de l'écoulement en fonction de la position du point de mesure par rapport au point d'injection du fluide.

6.3.2 Mesure de la vitesse de filaments tourbillonnaires

On génère des filaments tourbillonnaires circulaires (anneaux de fumée) grâce à un

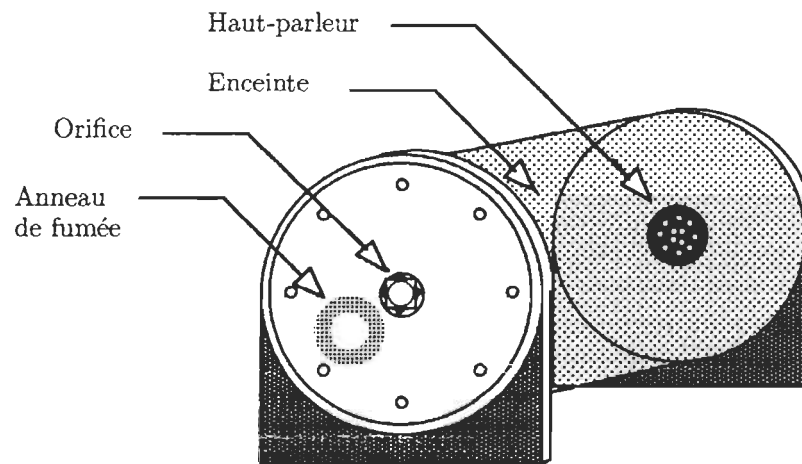


Figure 6.7 Montage expérimental

montage de type "orifice" (figure 6.7). L'air sans traitement particulier est le fluide utilisé (conditions de température et de pression atmosphérique de la pièce où l'expérimentation est réalisée - la température et la pression de la pièce sont considérées comme constante). De la fumée, produite dans une enceinte fermée, sert de traceur pour la visualisation des anneaux. Cette fumée est obtenue par des mèches incandescentes préalablement trempées dans une solution de KNO_3 et de sucre (50-50). Une impulsion électrique est envoyée à un haut-parleur, présent dans l'enceinte, pour créer un déplacement brusque de celui-ci. Un orifice circulaire permet au fluide de s'échapper de l'enceinte.

Quand le haut-parleur atteint son déplacement maximum, il y a décollement d'un filament tourbillonnaire de la paroi de l'orifice. À partir de là, l'anneau de fumée évolue sous sa propre induction puisqu'il n'est plus alimenté par l'apport d'air venant de l'enceinte. Le déplacement maximum du haut-parleur est atteint en 0,03 seconde après le début de l'impulsion. Ce temps de montée du haut-parleur est constant. Par contre, le déplacement (ou vitesse) du haut-parleur varie selon l'amplitude de l'impulsion

que l'on génère à partir d'une tension réglable. Ce déplacement influence la vitesse du fluide à la sortie de l'orifice. Le rayon de l'anneau reste uniforme tout au long de notre expérimentation puisque le temps de montée du haut-parleur est constant.

Le vélocimètre laser permet de mesurer, à la sortie de l'orifice, la vitesse de translation des anneaux de fumée. Il nous a été impossible de se placer à une distance éloignée de l'orifice car la translation des filaments dans le temps est influencée par les mouvements d'air du laboratoire. Pour ce faire, il faudrait "enfermer" les anneaux de fumée dans un tube de verre (par exemple) où les mouvements de l'air ambiant n'auraient pas de prise sur le déplacement des filaments. Dans ces conditions, il serait possible de mesurer les vitesses des filaments à une distance éloignée de l'orifice.

CHAPITRE VII

RÉSULTATS

Les montages effectués nous permettent de mesurer la vitesse de particules diffusantes se trouvant dans un fluide. Ces profils de vitesse sont réalisés, dans une première expérience, dans un tube de verre où de l'eau s'écoule (environ 12 mm/s). Nous montrerons l'évolution de ceux-ci par rapport au point d'injection du fluide. Dans une seconde expérience, la vitesse de déplacement des filaments tourbillonnaires est mesurée puis comparée à la vitesse de sortie du fluide de l'enceinte. Enfin, nous présenterons brièvement un prolongement de la vélocimétrie pour la détermination de la taille des particules.

7.1 Évolution d'un profil de vitesse par rapport au point d'injection du fluide

Un profil de vitesse a été tracé à partir du relevé de 12 positions longitudinales dans un tube de verre. Plaçons-nous tout d'abord à l'extrémité du tube où le fluide est injecté (position 1). Progressivement, par pas de 20 mm, nous nous éloignons du point d'injection pour nous retrouver en position 12 qui correspond à la fin du tube. Pour chaque position longitudinale, on réalise un balayage transversal. Le volume de mesure est alors déplacé d'un bord à l'autre du tube, en 16 positions espacées de 2 mm (X sur les figures 7.1 à 7.12). À chacune de ces positions transversales, on effectue une acquisition de 10 mesures de vitesse. Cet échantillonnage nous permet d'avoir une bonne approximation de la vitesse moyenne du fluide, ainsi que de la variation des vitesses mesurées pour une position considérée. En effet, des expériences préliminaires nous ont montré qu'il existait des variations (jusqu'à 7mm) dans la mesure des vitesses.

Figure 7.1 Position 1

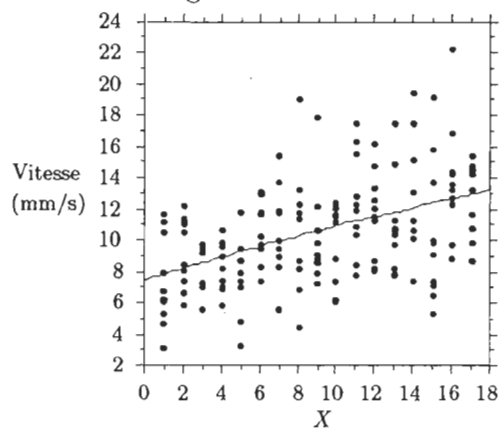


Figure 7.2 Position 2

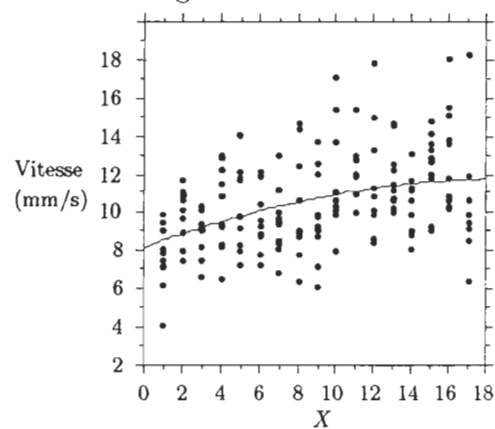


Figure 7.3 Position 3

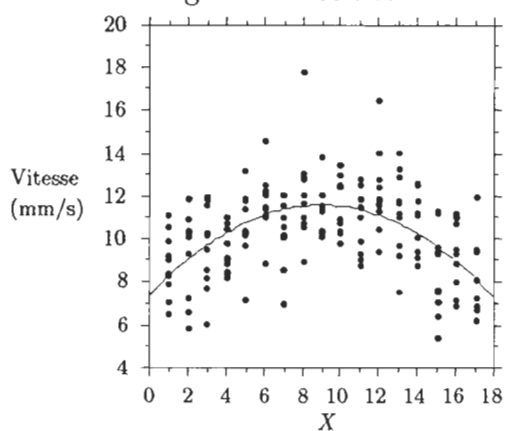


Figure 7.4 Position 4

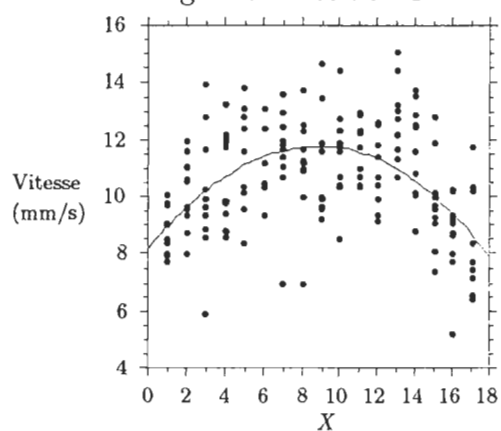


Figure 7.5 Position 5

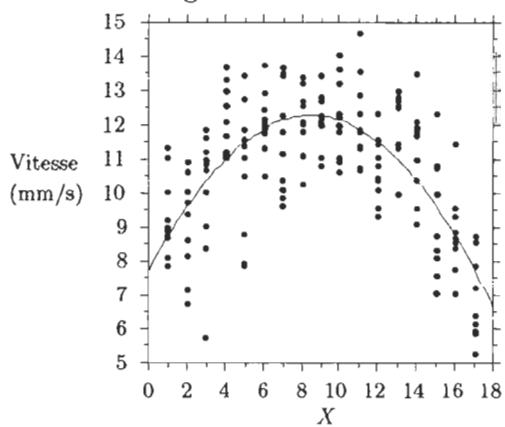


Figure 7.6 Position 6

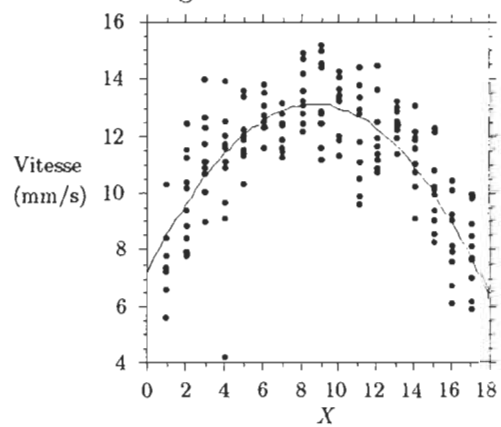


Figure 7.7 Position 7

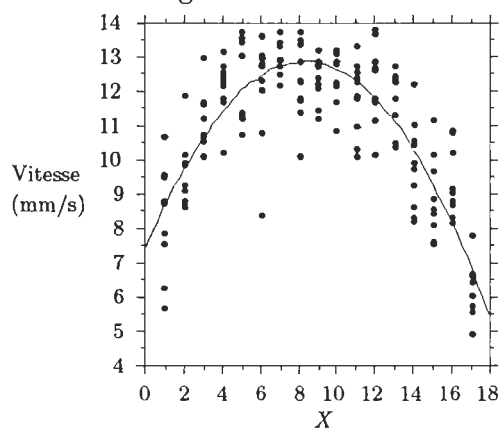


Figure 7.8 Position 8

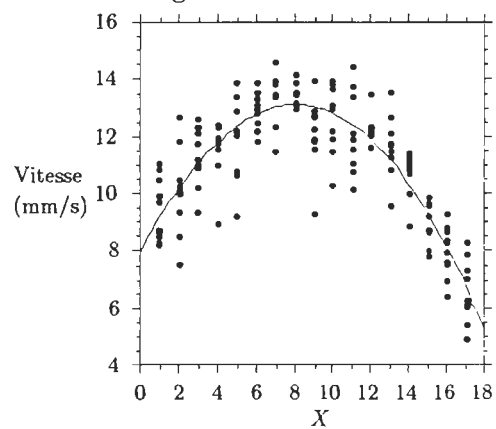


Figure 7.9 Position 9

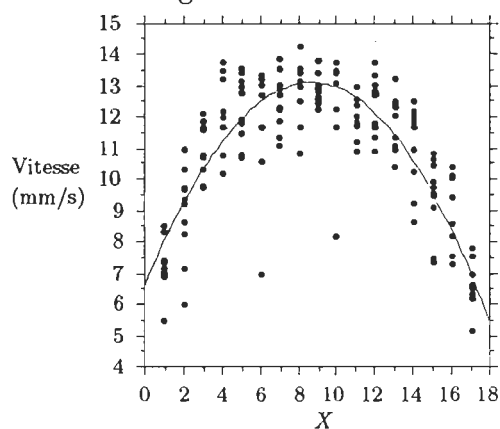


Figure 7.10 Position 10

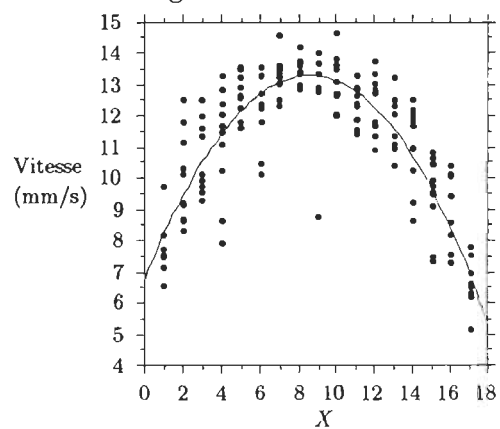


Figure 7.11 Position 11

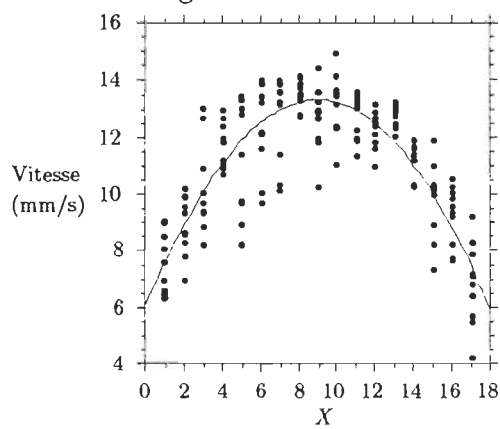
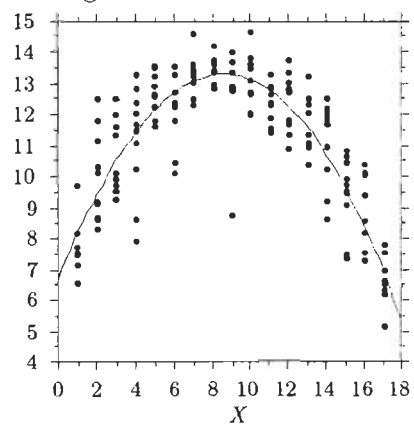


Figure 7.12 Position 12



Nous obtenons donc, par ce procédé, $12 \times 16 \times 10 = 1920$ mesures.

La précision de l'algorithme de calcul est meilleur que 0,2% . Les profils de vitesse sont présentés aux figures 7.1 à 7.12. Chacune de ces figures montre un profil de vitesse pour une position longitudinale donnée. Sur chacune d'elle, la coordonnée transversale est en abscisse, et les vitesses en ordonnée. Les coordonnées 1 et 17 correspondent à des vitesses de particules se situant près des parois du tube. Le volume de mesure se retrouve au centre du tube pour la coordonnée 8. Ces profils de vitesse ont été approximés au moyen d'une régression linéaire. Cette régression est le meilleur compromis possible de la vitesse en fonction de la coordonnée transversale.

Les positions longitudinales 1 à 4 (figures 7.1 à 7.4) présentent des distributions disparates de vitesse. Ceci se schématise particulièrement bien sur les figures 7.1 et 7.2. Les vitesses au bord des parois sont du même ordre de grandeur qu'au centre du tube. En fait, plus nous nous trouvons proche du point d'injection du fluide, plus les particules diffusantes ont une distribution de vitesse aléatoire. Une légère tendance s'amorce à partir de la position 3 et 4 (figures 7.3 et 7.4), mais la variation entre les vitesses est encore élevée. Les écarts de mesure diminuent à partir de la sixième position longitudinale (figure 7.6).

7.2 Taux de turbulence

Nos mesures de vitesse, comme le démontrent les profils de vitesses 7.1 à 7.12, ont une certaine variation. Il est donc nécessaire de quantifier l'étendue de ces variations. Pour cela, nous calculons le taux de turbulence qui représente la dispersion relative des mesures, plus communément appelé coefficient de variation. Par définition, le taux de turbulence (τ) est l'écart quadratique moyen (écart-type) divisé par la moyenne:

$$\begin{aligned} \tau &= \frac{\sqrt{\bar{v}^2}}{\bar{v}} \\ \text{avec: } \sqrt{\bar{v}^2} &= \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (v_i - \bar{v})^2}{n}} \\ \text{et: } \bar{v} &= \frac{\sum_{i=1}^n v_i}{n} \end{aligned}$$

Ce taux s'exprime en pourcentage (%), et est indépendant du choix des unités de mesure, puisque c'est un coefficient relatif. Ainsi, il permet de comparer les variations

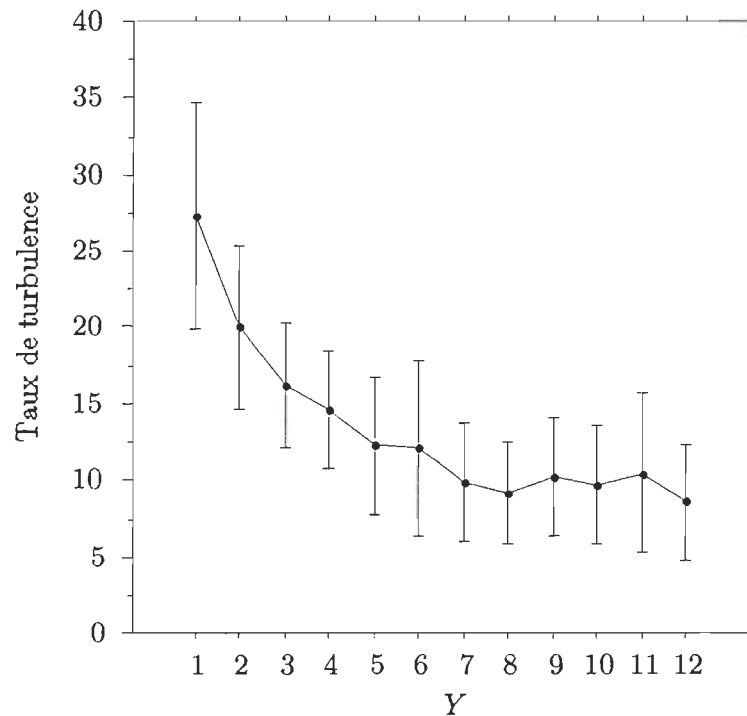


Figure 7.13 Taux de turbulence en fonction de la position longitudinale (moyenne ± 1 écart-type)

de mesures de vitesses indépendamment des vitesses elles-mêmes.

Le coefficient τ a donc été calculé pour chaque mesure de vitesse, c'est-à-dire sur dix mesures de la même vitesse. La figure 7.13 résume par un graphe l'évolution de ce taux de turbulence pour chaque position longitudinale. Pour chacune de celles-ci, le graphe présente la moyenne (\bullet) des taux de turbulence des 16 positions transversales, ainsi qu'une distance de ± 1 écart-type.

Comme on peut s'y attendre, la position 1 a le taux de turbulence moyen le plus élevé (27%). Nous sommes au point d'injection du fluide, les turbulences sont grandes et nombreuses. Ce taux va progressivement diminuer pour atteindre une valeur minimum de 8,6% pour la position 12, position la plus éloignée du point d'injection du fluide. L'évolution du taux de turbulence retranscrit ce que nous avons observé sur les figures 7.1 à 7.12. Plus on s'éloigne du point d'injection, plus la variation des mesures de vitesses diminue.

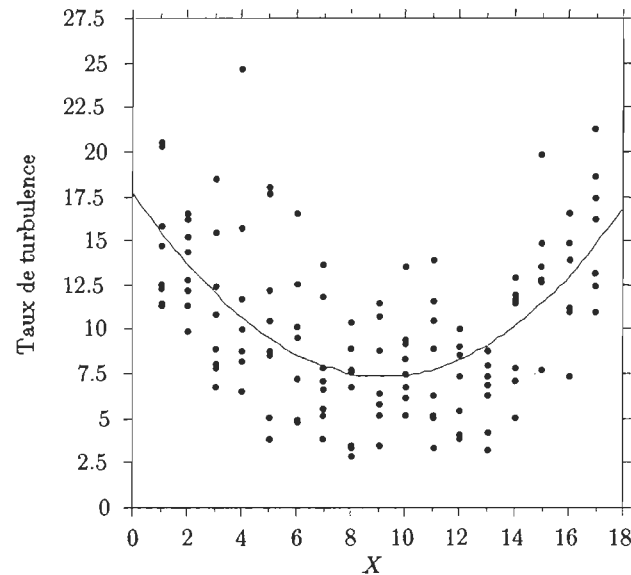


Figure 7.14 Taux de turbulence en fonction de la position transversale

Intéressons-nous maintenant à la variation du taux de turbulence en fonction de la position transversale. Nous avons vu précédemment que les positions longitudinales proches du point d'injection du fluide ont un taux de turbulence élevé. Ces positions ne sont donc pas exploitables quand on désire établir le profil de vitesse du fluide. Nous ne les considérerons pas pour cette nouvelle analyse où nous voulons voir l'étendue des variations des vitesses en fonction des positions transversales. Une approximation polynomiale du second degré est appliquée sur les taux de turbulence de la figure 7.14. Cette figure montre clairement que la position 8 (position où le volume de mesure est au centre du tube) a le taux de turbulence le plus faible.

Une mesure proche des parois entraîne donc l'augmentation du taux de turbulence. Dans une telle position, il est alors plus "difficile" d'obtenir une vitesse représentative. Nous remarquons quand même que le taux le plus élevé pour des mesures près des parois n'est que de 20%. Ceci ne représente pas un taux de turbulence très élevé si on le compare aux taux de variation que l'on avait à la figure 7.13. En effet, pour la première position longitudinale, ce taux pouvait atteindre 43%. La mesure près des parois est malgré tout très acceptable.

7.3 Mesures sur des anneaux de fumée

Une enceinte où de la fumée est produite possède un orifice circulaire à une de ses extrémités. Par l'excitation d'une membrane d'un haut-parleur présent dans l'enceinte, nous obtenons des filaments tourbillonnaires circulaires (cf figure 6.7).

Dans un premier temps, calculons la vitesse du fluide à la sortie de l'orifice circulaire. Le haut-parleur a un déplacement variable suivant la tension qu'on lui applique, déplacement représenté au tableau 7.1. On peut déterminer la vitesse du fluide à la sortie de l'orifice. Cette vitesse dépend du déplacement et de la surface du haut-parleur, ainsi que de la surface de l'orifice (Émond, 1997). Nous avons:

$$V_{h-p} = \frac{D}{t}$$

$$V_s = \frac{V_{h-p} \cdot S_{h-p}}{S_o}$$

où:

S_{h-p} : surface du haut-parleur (490 cm²)

V_{h-p} : vitesse du déplacement du haut-parleur (mms⁻¹)

D : déplacement du haut-parleur (mm)

t : temps de montée du haut-parleur (0,03 s)

V_s : vitesse du fluide à la sortie de l'orifice (mms⁻¹)

S_o : surface de l'orifice (72,4 cm²)

Tableau 7.1 Comparaison entre la vitesse du fluide à la sortie de l'orifice et la vitesse de translation expérimentale des anneaux de fumée

Tension (V)	D	V_{h-p}	V_s	V_{exp}	V_{exp}/V_s
1,00	1,00	33,31	225,41	138,32	0,61
1,20	1,61	53,68	362,83	219,41	0,60
1,30	1,89	63,06	426,54	289,55	0,68
1,40	2,14	71,33	482,72	279,68	0,58
1,50	2,42	80,65	545,65	352,51	0,64
1,60	2,62	87,30	590,91	358,93	0,61
1,70	2,73	91,01	616,18	422,71	0,68

Les vitesses expérimentales de translation du filament tourbillonnaires ont été mesurées pour différentes tensions et à quelques centimètres de l'orifice. La précision de l'algorithme de calcul des vitesses est meilleur que 0,2%. Le tableau 7.1 nous permet de comparer les vitesses du fluide calculées (V_s) et les vitesses expérimentales (V_{exp}) de déplacement des anneaux de fumée. Le rapport de ces deux vitesses est approximativement constant. Nous remarquons que la vitesse de translation des anneaux est inférieure à la vitesse de sortie du fluide. Nous savons que des filaments tourbillonnaires se décolent de la paroi de l'orifice circulaire quand le fluide sort de l'enceinte. Les anneaux de fumée, en tournant sur eux-mêmes, évoluent alors sous leur propre induction.

Cinq points de mesures, schématisés à la figure 7.15, sont pris en considération. Un balayage effectué à la sortie de l'orifice nous montre que les particules au centre de l'anneau ont une vitesse plus élevée que les particules traçantes se trouvant à l'intérieur de l'anneau (figure 7.16). Nous avons utilisé une approximation polynomiale du second degré à la figure 7.16. Nous remarquons que les vitesses d'induction à l'intérieur du filament tourbillonnaire entre les position 1 et 2 (figure 7.15) ne sont pas identiques. Aux extrémités de l'anneau (position 2 et 4), les vitesses sont plus élevées. Ceci a aussi été observé par Emond (1997) sur des filaments tourbillonnaires rectangulaires.

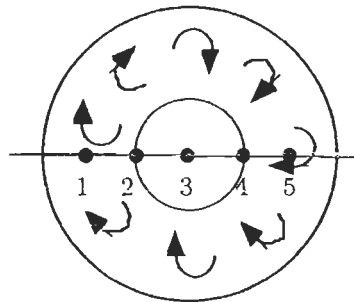


Figure 7.15 Schématisation du balayage dans l'anneau de fumée

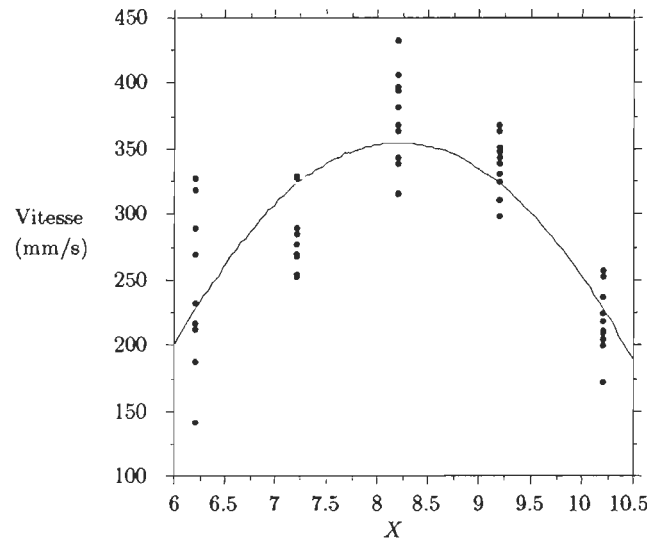


Figure 7.16 Variation de la vitesse de translation du fluide à l'intérieur de l'anneau

La schématisation du balayage effectué dans l'anneau de fumée (figure 7.15) montre une certaine symétrie entre les positions 2 et 4, ainsi que 1 et 5. Cette symétrie ne se retrouve pas dans la figure 7.16. On remarque que les vitesses relevées dans les positions 2 et 4 sont différentes alors que ces deux positions devraient être symétriques. Le positionnement du volume de mesure dans l'anneau de fumée est difficile car les anneaux sont des phénomènes éphémères. De plus, chaque anneau est différent et le moindre mouvement d'air influence leur déplacement. Une dissymétrie est apparente dans notre expérience. Il faudrait répéter l'expérience en isolant les filaments tourbillonnaires dans, par exemple, un tube de verre assez long permettant ainsi de gommer les effets indésirables observés.

7.4 Prolongement du principe d'anémométrie laser pour la mesure de la taille de particules

Comme il a déjà été vu, un seul détecteur est utilisé dans un vélocimètre laser Doppler. Il est en effet utilisé pour déterminer la fréquence du signal diffusé qui est directement proportionnelle à la vitesse des particules:

$$f = \frac{V}{\lambda} = \frac{2V \sin(\theta/2)}{\lambda}$$

Maintenant, considérons l'emploi de deux détecteurs. Ceux-ci vont recevoir la

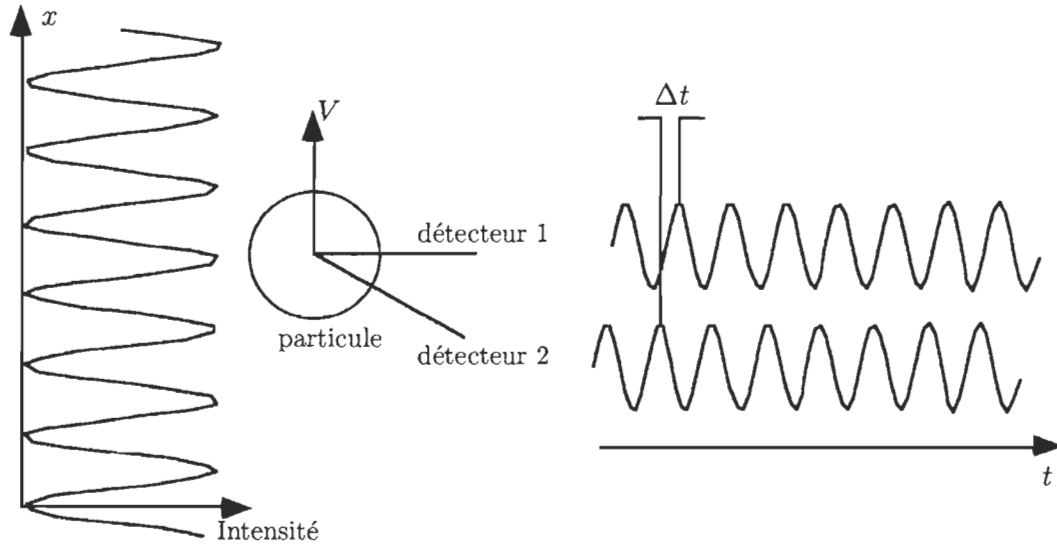


Figure 7.17 Différence de phase entre les deux détecteurs

lumière diffusée provenant de la surface réfléchissante de la particule sphérique. Cela signifie simplement qu'au passage d'une particule dans le volume de mesure, les deux détecteurs reçoivent une bouffée Doppler de fréquences identiques, mais les phases des deux bouffées varient avec la position angulaire des détecteurs, comme schématisé à la figure 7.17.

Une particule se déplaçant à une vitesse V est représentée sur la figure 7.17; une différence de temps Δt sépare les deux bouffées Doppler reçues par le détecteur 1 et 2. Il existe donc une différence de phase entre ces deux bouffées due au positionnement angulaire des détecteurs (Durst et Zaré, 1975). Cette différence de phase correspond à:

$$\phi_{12} = 2\pi f \Delta t$$

Que se passe-t-il quand nous augmentons la taille des particules ? Il est clair que Δt va lui aussi suivre ce changement en augmentant. Si Δt augmente, alors la différence de phase va elle aussi augmenter. Cette propriété importante nous montre que la différence de phase entre deux bouffées Doppler dépend de la taille des particules. Il est donc possible, par l'utilisation d'un second détecteur, de déterminer la taille des particules. Ce système est appelé "Phase Doppler Anemometry" (PDA).

Mathématiquement, la phase d'une bouffée Doppler peut être exprimée (Saffman et Buchhave, 1984) par:

$$\phi_i = \alpha\beta_i, \quad \text{où } i=1,2$$

avec le paramètre de la taille $\alpha = \pi(n/\lambda)D$, où

n : indice de réfraction du milieu diffusant

λ : longueur d'onde du laser

D : diamètre de la particule

β_i : facteur géométrique

Une relation linéaire existe donc entre le diamètre et la phase. Le facteur géométrique β_i dépend du mode de diffusion (réflexion, réfraction) et des angles définissant le système géométrique.

Cette technique permet alors de mesurer le diamètre de particules en employant deux détecteurs et en observant la différence de phase entre les deux bouffées Doppler recueillies par les détecteurs. En utilisant une autre fibre optique dans nos montages et en l'alignant sur le deuxième faisceau laser, il est possible de déterminer la taille des particules diffusantes présentes dans le fluide étudié.

CONCLUSION

L'apparition d'une technique optique telle que la vélocimétrie laser a permis la mesure instantanée de particules traçantes en suspension dans un fluide. Aucune perturbation n'est ainsi introduite dans le fluide. Nous avons montré dans ce travail que l'interférométrie laser permet de mesurer non seulement la vitesse de particules diffusantes mais aussi leur diamètre.

Le croisement de deux faisceaux laser cohérents donne naissance à un volume de mesure contenant un réseau de franges. La lumière diffractée par une particule simple et sphérique contient l'information nécessaire à la détermination de sa vitesse et de sa taille. En effet, il a été montré que la particule crée un décalage en fréquence (effet Doppler) et que la visibilité des franges d'interférence dépend du rapport du diamètre de la particule sur la longueur d'onde. La théorie de diffraction a été utilisée en tenant compte de l'amplitude gaussienne des faisceaux laser.

Une synthèse sur les différents modes de traitement du signal a été présentée et a permis de mettre de l'avant les avantages et les inconvénients de chacun d'eux avant de décrire les expériences réalisées. Dans une première expérience, le profil de vitesse à l'intérieur d'un tube de verre a été étudié en fonction du point d'injection du fluide. On a observé qu'il y a une corrélation entre le taux de turbulence et la position d'injection du fluide. En effet, plus la distance au point d'injection du fluide est grande, plus le taux de turbulence est petit. Conséquemment, on a obtenu une meilleure détermination du profil de vitesse à une distance éloignée du point d'injection du fluide. La mesure de la vitesse proche des parois a un taux de turbulence acceptable. Le vélocimètre est donc un appareil permettant une prise de mesure proche des parois d'un tube de verre.

Une seconde expérience a permis de mettre en évidence que les vitesses de translation d'anneaux de fumée sont plus importantes aux extrémités de ces anneaux qu'au centre. Ce constat a été obtenu à l'aide de la mesure de déplacement de filaments tourbillonnaires de forme circulaire. Il nous a été difficile de réaliser un balayage symétrique

sur la largeur de l'anneau car les mouvements d'air du laboratoire influençaient la translation des filaments. Il faudrait donc reprendre l'expérimentation en isolant les anneaux dans un tube de verre, par exemple, pour essayer de diminuer l'effet du milieu ambiant.

Cet appareillage est de petite dimension, ce qui facilite la mise en place d'une expérimentation dans un endroit de travail restreint. Le calcul de la vitesse de particules, réalisé grâce à un algorithme, a une bonne précision (2%). L'étalonnage est, d'autre part, très facile à réaliser. De plus, en utilisant deux fibres optiques centrées sur chacun des faisceaux laser, il serait possible de déterminer la taille des particules. Chaque fibre recevrait une bouffée Doppler créée par le passage d'une particule dans le volume de mesure mais avec une différence de phase. Il a été montré qu'il existe une relation linéaire entre le diamètre de la particule et la phase. La visibilité des franges ou l'utilisation de deux récepteurs permettent de déterminer la taille des particules.

APPENDICE A

SUPPORT DU BANC MÉCANIQUE

Détails des éléments

A	Support fixe
B	Embase
D	Chariot
E1	Support mobile
E2	Support mobile
F	Entretoise avant
G	Bloc émetteur
I	Support récepteur
J	Tige du chariot
K	Support du tube de verre
N	Tige du trainard
O	Support émetteur
P	Vis de manoeuvre
R	Support mobile pour items supplémentaires
1	Vis violon
2	Bouton modelé pour fixer la fibre optique
5	Fibre optique
13	Bouton moleté
15	Tube en verre

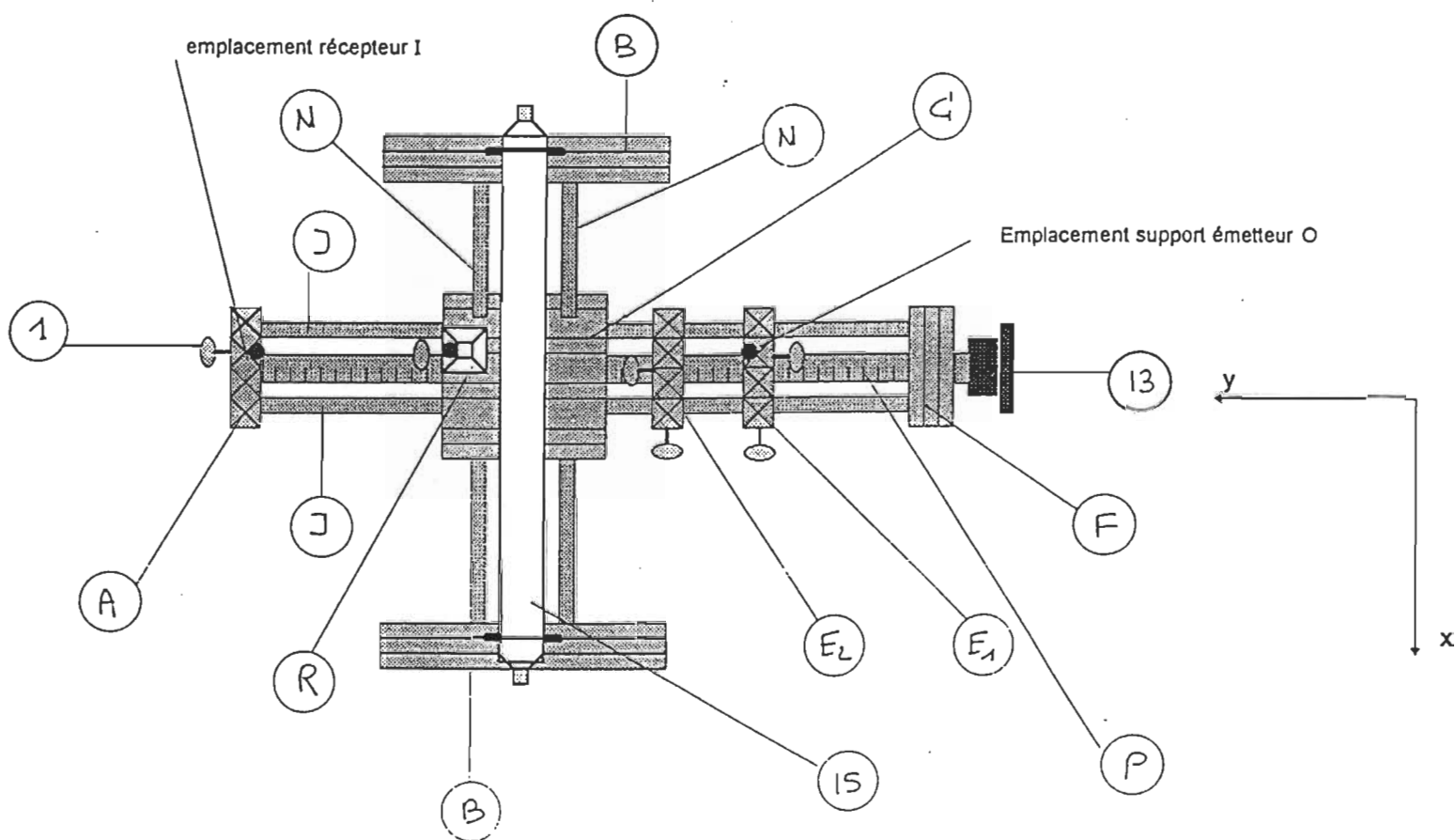


Schéma du banc: vue de dessus

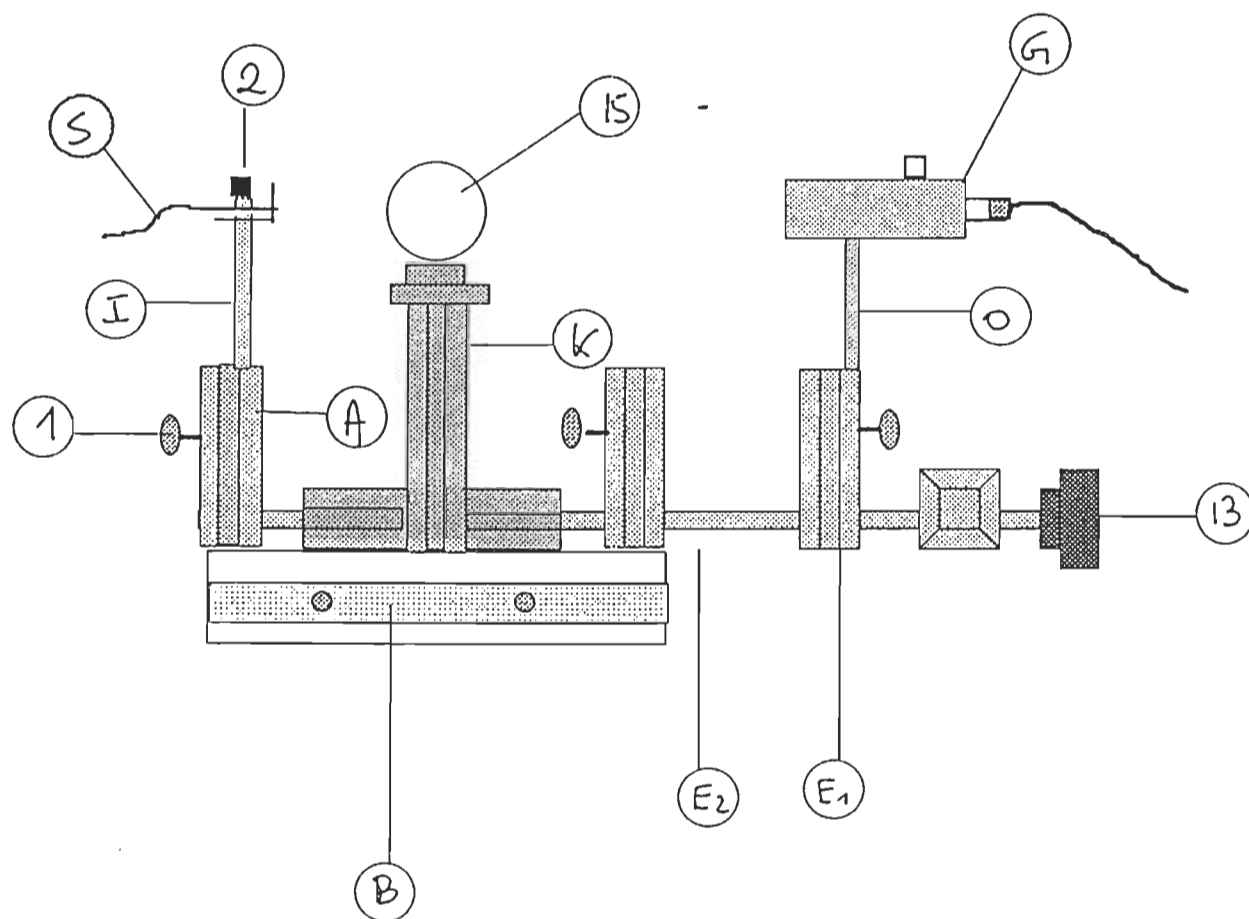


Schéma du banc: vue de profil

APPENDICE B

MODES DE FONCTIONNEMENT DU COFFRET ÉLECTRONIQUE

Le premier mode permet le calcul de la fréquence Doppler par paramétrisation mathématique sur un ordinateur relié par un câble RS 232 au coffret. La paramétrisation est un algorithme qui identifie, après chaque échantillonnage, le signal reçu. Un signal trop éloigné d'une bouffée Doppler typique est rejeté. Dans le cas contraire, il est utilisé pour en déduire la fréquence Doppler. Cet algorithme permet de traiter avec une excellente précision des signaux comprenant peu de bouffées Doppler, par exemple des fluides ayant un nombre restreint de particules diffusantes. Ce mode est très pratique puisque, par l'intermédiaire du logiciel "TRAVEL" associé à l'appareillage, il permet de visualiser les bouffées Doppler et donc de régler le seuil de détection ainsi que la fréquence d'échantillonnage. Le réglage du boîtier d'acquisition se fait par l'intermédiaire de l'ordinateur et les paramètres de fonctionnement (fréquence d'échantillonnage, atténuation du signal) sont retranscrits sur l'afficheur du boîtier électronique. Ce mode permet de faire un pré-réglage du système de façon manuelle. Une fois la fréquence d'échantillonnage fixée, on peut lancer une acquisition et un stockage des mesures. Les acquisitions se font alors automatiquement dans un fichier contenant un nombre x de mesures (prédéterminé par l'expérimentateur). C'est ainsi que l'on procédera pour l'étude des profils de vitesse dans un tube de verre où un fluide est en écoulement. Le fichier contenant les mesures est facilement réutilisable par d'autres logiciels (Excel, Plot, Statview...).

Le deuxième mode calcule la fréquence Doppler par comptage des passages à zéro. Cette technique impose, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, un seuil de déclenchement pour éliminer le bruit. A cette fin, on utilise le mode permettant de visualiser le signal via un ordinateur. Ce mode étant moins précis que l'algorithme par

paramétrisation mathématique, ne peut être utilisé qu'en présence de signaux présentant au moins une dizaine d'alternances. L'afficheur, présent sur le coffret métallique, permet de visualiser les résultats.

Le troisième mode permet le calcul de la fréquence Doppler par paramétrisation mais de façon interne à la carte d'acquisition. Sa mise en œuvre nécessite d'avoir réglé le seuil de détection au moyen du premier mode. Dans ce cas, la carte fonctionne en mode automatique et affiche les résultats.

En résumé, les deuxième et troisième modes imposent un réglage du seuil de détection qui ne peut être effectué que par le biais du premier mode. Une fois ce réglage réalisé, la carte d'acquisition pour ces deux modes fonctionne de manière autonome. Le premier mode est accompagné d'un ordinateur et d'un logiciel adaptés pour la visualisation des bouffées Doppler. Nous utilisons l'appareil avec ce mode de fonctionnement, ce qui nous permet ainsi de réaliser un stockage de nos mesures.

BIBLIOGRAPHIE

- Baker, R.J. 1973. "A filter bank signal processor for laser anemometry". *Atomic Energy Research Establishment*, vol. R, p. 7652.
- Baker, R.J. 1974a. "The application of a filter bank to measurements of turbulence in fully developed jet flow". *Atomic Energy Research Establishment*, vol. R, p. 7648.
- Baker, R.J. 1974b. "The influence of particule seeding on laser anemometry measurements". *Atomic Energy Research Establishment*, vol. M, p. 2644.
- Baker, R.J, P. Hutchinson, E.E Khalil et J.H. Whutelow. 1974. "Measurements of three velocity components and their correlations in a model furnace with and without combustion". *Proceedings 15th Combustion Symposium, Technical University of Denmark*, p. 553.
- Barber, P.W et Dau-Sing Wang. 1978 . "Rayleigh-Gans-Debye applicability to scattering by nonspherical particles". *Applied Optics*, vol. 17, p. 797.
- Birch, A.D., D.R. Brown, J.R. Thomas et E.R. Pike. 1973. "The application of photon correlation spectroscopy to the measurement of turbulent flows". *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 6, p. 71.
- Boutier, A. 1978. "Principe et application aerodynamique". *Mesures, Régulation, Automatisme*, p. 75.
- Brayton, D.B. 1974 . "Small Particule signal characteristics of a dual-scatter laser velocimeter". *Applied Optics*, vol. 13, p. 2346.
- Chu, W.P, et M.Robinson. 1977. "The scattering from a moving spherical particle by two crossed coherent plane waves". *Applied Optics*, vol. 16, p. 619.
- Corieri,P et M.L Riethmuller. 1990. "Laser Doppler measurements of very low velocities encountered in a simulation of pulmonary fluid flow". *Laser Anemometry- Proceedings of the 3rd International Conference, Swansea-UK*, p. 513.
- Debye, P. 1909. "Der Lichtdruck auf kugeln von beliebigem material". *Annals der Physik*, vol. 30, p. 57.
- Durrani, T.S et C.A. Greated. 1975. "Spectral analysis and cross-correlation techniques for photon counting measurements on fluid flows". *Applied Optics*, vol. 14, p. 778.
- Durst, F. et M. Zaré. 1975. "Laser Doppler measurement in two phase flows". *Proceedings of Laser Doppler Anemometry Symposium, Copenhagen*, p. 403.
- Durst, F. et W.H Stevenson. 1979. "Influence of Gaussian beam properties on laser Doppler signals". *Applied Optics*, vol. 18, p. 516.

- Émond, N. 1997. "Vitesse d'induction d'un filament tourbillonnaire rectangulaire". M.Sc, Trois-Rivière, Université du Québec à Trois-Rivières .
- Farcy, R. 1989. *Physique du laser*. Paris: Dunod, 191 p.
- Farmer, W.M. 1973. "The interferometric observation of dynamic particle size, velocity and number density ". Ph.D Thesis, University of Tennessee.
- Farmer, W.M, et D.B Brayton. 1971. "Analysis of Atmospheric laser Doppler Velocimeters". *Applied Optics*, vol. 10, p. 2319.
- Farmer, W.M. 1972. "Measurement of particle sizing, number density, and velocity using a laser interferometer". *Applied Optics*, p. 2603.
- Goodman, J.W. 1968. *Introduction to Fourier Optics* . New York: Mc Graw-Hill, 287 p.
- Hecht, E. 1987. *Optics*. Don Mills, Ont: Addison-Wesley Publishing Company, 676 p.
- Jakeman, E. 1970. "Theory of optical spectroscopy by digital autocorrelation of photon-counting fluctuations". *Journal of Physics A: General Physics*, vol. 3, p. 201.
- Jentink, H.W, F.F.M de Mul et J Greve . 1990. "Monte-Carlo simulation and laser Doppler measurements of the perfusion of light in tissue". *Laser Anemometry- Proceedings of the 3rd International Conference, Swansea-UK*, p. 533.
- Mayo, W.T. 1969. "Laser Doppler Flow Meters- a spectral analysis". Ph.D Thesis, Atlanta, Georgia Institute of Technology.
- Mie, G. 1908. "Beiträge zur optik treiber medien, speziell kolloidaler metallösungen". *Annals der Physik*, vol. 37, p. 881.
- National Academy of Sciences. 1967. *Synthetic-Aperture Optics Volume I*. Clearing House, AD-680-806 p.
- Pfeiter, H.J. et Vorn Stein H.D. 1972. "La méthode à deux compteurs chronomètres pour l'acquisition et la traitement des données de mesure.". *Rapport Institut Saint Louis, France*, vol. n° 24/72, p. 67.
- Pike, E.R. 1969. "Photons Statistics". *Proceedings Florence Inaugural Conference European Physic Society*, vol. 1, p. 277.
- Pike, E.R, D.A Jackson, P.J Bourke et D.I Page. 1968. "Measurement of turbulent velocities from the Doppler shift in scattered laser light". *Journal of Physics E: Scientific instruments*, vol. 1, p. 111.
- Roberts, D.B. 1977. "Particle sizing using laser interferometry". *Applied Optics*, vol. 16, p. 1861.
- Robinson, M et W.P Chu. 1975. "Diffraction analysis of Doppler signal characteristics for a cross-beam laser Doppler velocimeter". *Applied Optics*, p. 2177.
- Rudd, M.J. 1969. "A new theoretical model for the laser dopplermeter". *Journal of Physics E: Scientific instruments*, vol. 2, p. 55.

- Saffman M. et P. Buchhave. 1984. "Simultaneous measurement of size, concentration and velocity of spherical particles by a laser Doppler method". *Fluid Mechanics - II*, p. 453.
- Svelto, O. 1987. *Principles of lasers*. New-York: Plenum Press, Second edition, 494 p.
- Van de Hulst, H.C. 1981. *Light scattering by small particles*. New York: Dover Publications, Inc, 470 p.